PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1920. Redaktionsschluß für No. 16 am 25. Juli 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Elster † u. H. Geitel, Über eine scheinbare photoelektrische Nachwirkung am Kalium und über den Einfluß der Entgasung auf den Photoeffekt an Metallen. S. 361.

F. Streintz, Über unipolare Leitung an Kristallen. (Dritte Mitteilung.) S. 367.

H. Witt, Über neue Apparate und Messungen im langwelligen Spektrum. S. 374.

E. Gehrcke, Der Zusammenhang der optischen und der Röntgenspektren. S. 378.

E. F. W. Rasch, Über die Ursache der Wirksamkeit der Strahlungsdetektoren und des Elektronenrelais. S. 381.

K. Fehrle, Über eine neue periodische Beziehung zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente. II. Das Gesetz der gespiegelten Reste. S. 382.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

H. Kienle, Neue Sterne. (Fortsetzung.) S. 385.

Tagesereignisse. S. 392.

Personalien. S. 392.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine scheinbare photoelektrische Nachwirkung am Kalium und über den Einfluß der Entgasung auf den Photoeffekt an Metallen.

Von J. Elster† und H. Geitel.

Der erste Teil der folgenden Mitteilung ist als ein Nachtrag zu unsern Untersuchungen an lichtelektrischen Zellen anzusehen, die wir in den Jahren 1912, 1913 und 1916 in dieser Zeitschrift veröffentlicht haben[1]).

Er bezieht sich auf eine der Ursachen, die eine Art von „lichtelektrischer Nachwirkung" vortäuschen können.

Der zweite Teil handelt von Versuchen zur Klärung der Frage, ob der Photostrom an Metallen durch deren Gasgehalt bedingt ist.

Aus den früheren Mitteilungen ist dasjenige kurz wiederholt, was zum Verständnis dieser Ausführungen notwendig schien.

Beim Gebrauche von photoelektrischen Alkalimetallzellen zur Vergleichung kleiner Lichtstärken, z. B. bei der Photometrie des Fixsternlichts, kann sich als Fehlerquelle eine gewisse Nachwirkung nach voraufgegangener stärkerer Belichtung bemerklich machen. Sie besteht in einer schwachen Elektrizitätsströmung durch die Zelle nach vollkommenem Abschluß des Lichtes, die in der Zeit schnell abklingt. Die Stärke dieses Dunkelstroms nach Ablauf einer Zeit von der Größenordnung einer Sekunde von der Verdunkelung an gerechnet bleibt bei Zellen der gebräuchlichen Größe und Form auch nach Lichtreizen von der Intensität einiger Tausende von Meterkerzen unter 10^{-12} Amp., so daß der Effekt bei galvanometrischer Bestimmung des Photostroms überhaupt nicht beobachtet, sondern erst durch empfindlichere Methoden der Strommessung entdeckt wird.

Die Schaltung der Zelle für Messungen in dem Bereiche hoher Empfindlichkeit ist diese: Vom negativem Pole N einer Batterie kleiner Akkumulatoren von 100—200 Volt Spannung,

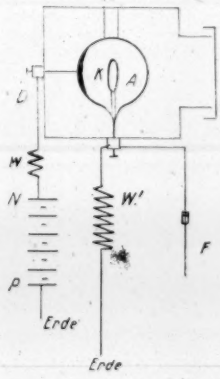


Fig. 1.

deren positiver P geerdet ist, führt der Verbindungsdraht D über einen hohen Widerstand W zur Alkalimetallkathode K der Zelle, die in eine lichtdichte Kapsel mit abnehmbarem Deckel eingebaut ist, vom Anodendraht A geht eine Leitung zum Faden F eines Einfadenelektrometers, Empfindlichkeit etwa: 20 Sk = 1 Volt. Will man das Instrument unmittelbar zur Strommessung benutzen, so leitet man den Faden durch einen bekannten sehr hohen Widerstand W' (10^{12} bis 10^{11} Ohm) zur Erde ab, der Ausschlag des Elektrometerfadens ist dann

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. **13**, 468, 1912; **14**, 741, 1913; **17**, 268, 1916.

der Stärke des Photostroms proportional. Andrerseits kann man eine selbst noch größere Empfindlichkeit der Messung erreichen, indem man unter Fortlassung des Widerstands W die Aufladezeit des Elektrometers bis zum Eintritt eines bestimmten Potentials mißt, selbstverständlich unter der Bedingung, daß die anderweit bekannte Kapazität des aufzuladenden Systems unverändert bleibt. Der Photostrom ist dann der Aufladungsdauer umgekehrt proportional. Zum Nachweis und selbst zur quantitativen Abschätzung von Beleuchtungsstärken, die nahe bei oder unter der Empfindlichkeitsgrenze des Auges liegen, wird die an der Zelle liegende Spannung bis auf wenige Volt unter den Betrag getrieben, bei dem die leuchtende Entladung durch den aus verdünntem Argon bestehenden Gasinhalt fließen würde. Der Elektrometerfaden zeigt nun bei völligem Abschluß des Lichtes von der Zelle sprungweise alle 15 bis 30 Sek. wiederkehrende Stromstöße an, die vermutlich von der β-Strahlung des Kaliums und einer schwachen Radioaktivität der Umgebung der Zelle ausgelöst werden. Läßt man nun die geringste Lichtmenge einfallen, so vermehrt sich die Anzahl der Fadensprünge in dem gleichen Zeitintervall, und zwar ist die Vermehrung der wirkenden Lichtstärke ungefähr proportional. Steigert man die Beleuchtung, so werden schon lange bevor der Betrag von 10^{-4} M-K erreicht ist, die Fadensprünge so häufig, daß sie in eine kontinuierliche Bewegung des Fadens zusammenfließen.

Um nun die in Rede stehende Nachwirkung eines Lichtreizes zu beobachten, wird die unter der normalen, vom Potential der leuchtenden Entladung noch weit entfernten Belastung von etwa 100 Volt stehende Zelle einer Beleuchtung von mehr als 1 M-K ausgesetzt, während der Elektrometerfaden geerdet bleibt. (Andernfalls würde er sofort aus dem Bereich der Skala hinausgeschleudert werden.) Dann wird die Zellenkapsel lichtdicht verschlossen und sofort die Erdung des Elektrometerfadens aufgehoben. Man beobachtet eine Wanderung des Fadens, als ob die Zelle noch von schwachem Licht getroffen würde. Die Wirkung ist nicht für alle Zellen gleich deutlich, wir haben solche hergestellt, an denen sie kaum bemerkbar war. Am deutlichsten scheint sie an Zellen mit Kalium als Kathode aufzutreten. Nach einigen Minuten ist die Nachwirkung unmeßbar klein geworden, der Faden bleibt in der Nullage stehen. Erhöht man nun die Spannung bis dicht unter das (für die betreffende Zelle früher schon festgestellte) Entladungspotential, und wendet jetzt die „Methode der Fadensprünge" an, so verhält sich die Zelle immer noch so, als wäre sie einer äußerst schwachen nahe bei oder unter der Reizschwelle des dunkeladaptierten Auges liegenden Beleuchtung ausgesetzt. Erst im Laufe einer Stunde erweist sich auch diese hochempfindliche Methode nicht mehr ausreichend; die Erscheinung ist endgültig abgeklungen.

Die Nachwirkung tritt ein, gleichgültig ob die Zelle während der Belichtung an Spannung lag oder nicht. Durch ein magnetisches Feld, dessen Kraftlinien zu der Richtung des Photostromes in der Zelle senkrecht verlaufen, wird die Nachwirkung verkleinert oder ganz aufgehoben. Hierdurch ist, ebenso wie durch die Existenz der Stromstöße, erwiesen, daß sie wenigstens teilweise auf einer wahren Gasentladung in der Zelle beruht.

Es war im höchsten Grade unwahrscheinlich, daß die lichtelektrische Auslösung von Elektronen aus einem metallischen Leiter die Einwirkung des Lichtes wesentlich überdauern sollte, auch hätte in diesem Falle kein Unterschied zwischen Zellen derselben Art bestehen können.

Wir vermuteten schon früher eine Störung, die von der unbelegten Glaswand der Zelle ausging. Infolge der bei gewöhnlicher Temperatur schon merklichen Verdampfung der Alkalimetalle könnte sich die freie Glasfläche im Innern der Zelle mit einer molekularen Schicht des Metalls überziehen, von der im Lichte negative Elektronen entwichen. Nach der Verdunkelung stellte sich dann, wenn die Zelle an Spannung lag, diese Wandladung langsam wieder her, indem sie zugleich auf den Anodendraht influenzierte und dadurch freie negative Elektrizität in den Elektrometerfaden trieb.

Es ist wohl möglich, daß ein Vorgang der bezeichneten Art in Alkalimetallzellen abläuft. Indessen ist, wie wir uns überzeugten, noch eine andere Wirkung im Spiele.

Gewöhnliches Glas und ganz besonders das für die Zellen häufig gewählte Uvioglas zeigt nach Bestrahlung mit ultravioletttem Licht eine dem Auge in völliger Dunkelheit deutlich sichtbare, allmählich abklingende Phosphoreszenz. Dies Nachleuchten des Glases ist vollkommen ausreichend, nach voraufgegangener Belichtung mit einer Ultraviolett enthaltenden Strahlungsquelle, die Nachwirkung an der Zelle hervorzurufen. Bei der großen Empfindlichkeit der „Methode der Fadensprünge" genügen vielleicht schon die geringen Spuren von Ultraviolett, die in den gewöhnlichen Lichtquellen enthalten sind, eine auf diese Weise nachweisbare Phosphoreszenz zu erregen.

Aber es ist nicht das Nachleuchten des Glases allein, das störend wirken kann.

Bei den Versuchen über die Phosphoreszenz des Glases bemerkten wir nämlich, daß in Kaliumzellen, die einer starken Ultravioletbestrahlung (durch brennendes Magnesiumband) ausgesetzt waren, die Lichterscheinung auf der freien Glaswand an bestimmten Stellen besonders lebhaft war. Wir vermuteten, daß das Hydrid des Kaliums, dessen Bildung in den Zellen wir schon früher festgestellt hatten, der Träger einer besonders intensiven Phosphoreszenz war.

Wir stellten daher das reine Hydrid durch Erhitzen einer kleinen Menge von Kalium in verdünntem Wasserstoff in einem zylindrischen Glasrohr her. Es bildet einen weißen kristallinischen Belag an den Wänden, der durch Erhitzen in dem Rohre von Ort zu Ort getrieben wird. Man erkennt die Phosphoreszenz der Masse nach voraufgegangener Belichtung mit ausgeruhtem Auge im Dunkeln aufs deutlichste. Nähert man in diesem Zustande das Rohr einer Kaliumzelle, so unterhält es in dieser einen — durch die Auflademethode leicht meßbaren — Photostrom.

Aus dieser Phosphoreszenz des Kaliumhydrids (und des Zellenglases) erklärt sich außer der in Rede stehenden Nachwirkung eine verwandte Erscheinung an Photozellen, die uns schon früher aufgefallen war. Ist einmal durch zu starke Voltbelastung eine leuchtende Entladung hindurchgegangen, so erregt diese eine so kräftige Nachwirkung, daß ihre letzten Spuren bis zu 12 Stunden andauern können. Durch die von dem leuchtenden Argon ausgehende Strahlung ist offenbar das Kaliumhydrid, das nicht nur an der Glaswand der Zelle, sondern wohl auch an der Oberfläche des lichtempfindlichen Metalls selbst haftet, zu lebhafter Phosphoreszenz angeregt, die bei der unmittelbaren Nähe der leuchtenden Substanz die lichtelektrische Elektronenemission des Kaliums lange Zeit hindurch unterhält.

Mit dieser Erklärung der Nachwirkung ist in guter Übereinstimmung, daß sie an Zink- und Kadmiumzellen aus Uviolglas, die nur auf Violett bzw. Ultraviolett ansprechen, nicht beobachtet wird. Das Phosphoreszenzlicht des Glases, das hier allein in Betracht kommen könnte, da das entsprechende Metallhydrid fehlt, enthält in diesem Falle keine am Zink oder Kadmium wirksame Strahlen.

Aus den mitgeteilten Erfahrungen ergibt sich von selbst die Vorschrift, bei photoelektrischen Arbeiten an sehr schwachen Lichtquellen die Einwirkung starker Lichtreize auf die Alkalimetallzellen zu vermeiden. Die Herren Guthnick und Prager haben bei ihren bekannten Messungen von Sternhelligkeiten diese Vorsichtsmaßregel als notwendig erkannt und befolgt.

Ein weiteres Auskunftsmittel, durch das wenigstens einer der beiden Träger der Phosphoreszenz beseitigt würde, läge in der Herstellung hydridfreier Zellen. Praktisch hat aber dieser Vorschlag deshalb keine Bedeutung, da die größte Empfindlichkeit der Zellen gerade erst durch die Einwirkung des Glimmstromes auf das Alkalimetall in verdünntem Wasserstoff erzielt wird, die Entstehung der Hydride also zur Voraussetzung hat.

II.

Wie man sieht, hängen diese wesentlich zur Vervollkommnung der photoelektrischen Meßmethode unternommenen Untersuchungen über die scheinbare Nachwirkung des Lichtes mit einer allgemeinen Frage zusammen, die in letzter Zeit von verschiedenen Seiten experimentell erörtert ist, wieweit nämlich der Gasgehalt der vom Lichte getroffenen Metalle die photoelektrische Wirkung beeinflußt.

Daß ein solcher Einfluß überhaupt besteht, ist unzweifelhaft, geradeso wie er auch bei den den lichtelektrischen so nahe verwandten glühelektrischen Erscheinungen vorhanden ist.

Die Frage ist nur, ob man soweit gehen darf, den Gasgehalt des Metalls als notwendige Voraussetzung für das Zustandekommen der lichtelektrischen Elektronenemission aufzufassen. Auch bei der glühelektrischen Wirkung schien während einer gewissen Entwicklungsstufe unserer Kenntnis dieser radikale Standpunkt berechtigt. Daß er später verlassen werden mußte, mahnt uns auch hier zur Vorsicht.

Vor der Hand stehen die Befunde der verschiedenen Forscher in einem unüberbrückbaren Gegensatze. Die Herren G. Wiedmann und H. Hallwachs[1]) haben gefunden, daß die lichtelektrische Wirkung am Kalium durch fortgesetztes Sieden und wiederholtes Destillieren des Metalls im höchsten Vakuum sehr stark (bis unter 1 Proz. der ursprünglichen) vermindert wird, und daß insbesondere der selektive Effekt, d. h. die abnorm hohe Elektronenemission im Blau für schief einfallendes und zur Einfallsebene senkrecht polarisiertes Licht infolge dieser Behandlung des Kaliums ganz verschwindet. Übereinstimmend hiermit findet H. Küst-

1) G. Wiedmann u. H. Hallwachs, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 107, 1914 u. G. Wiedmann, ebenda **17**, 342, 1915 u. **18**, 333, 1916.

ner[1]), daß an ganz frischen, im Vakuum durch Schaben erhaltenen Flächen von Zink die lichtelektrische Wirkung unmeßbar klein wird. Auch K. Fredenhagen[2]) schließt sich auf Grund seiner Erfahrungen der Ansicht an, daß das wirksame Agens bei der lichtelektrischen Elektronenemission der Wasserstoff sei, fügt aber hinzu, daß ein direkter Beweis hierfür noch nicht erbracht ist.

Den Erfahrungen dieser Forscher gegenüber steht zunächst das Ergebnis der Arbeiten von Pohl und Pringsheim[3]) die nach 430-stündigem Sieden des Kaliums im Vakuum keine Verminderung des Photostroms, bezogen auf gleiche Energie des einfallenden Lichtes, nachweisen konnten. Auch nach Versuchen von Dushman und Hagenow, in bezug auf welche wir auf eine Bemerkung von I. Langmuir[4]) und ein Referat von W. Gerlach[5]) verweisen, bewirkt die Entgasung der Metalle im höchsten Vakuum keineswegs eine Abnahme der lichtelektrischen Elektronenemission.

Wir hatten beabsichtigt, zur Klärung dieses Widerspruchs lange fortgesetzte Messungen der Intensität des lichtelektrischen Sättigungsstroms am Kalium unter konstanter Belichtung und unveränderlicher beschleunigender Spannung auszuführen, während das Metall zwischendurch durch Sieden im Vakuum einer Gaedeschen Diffusionspumpe mehr und mehr entgast wurde.

Die unsichere und häufig unterbrochene Belieferung unsres Arbeitsraums mit Gas und elektrischem Strom in den letzten Jahren zwang uns, diesen Plan aufzugeben, da es unmöglich wurde, die Diffusionspumpe in sicheren Betrieb zu setzen.

Dagegen haben wir versucht, durch Änderung der Untersuchungsmethoden wenigstens einen Beitrag zu der strittigen Angelegenheit zu liefern.

Zur Herstellung des Vakuums verwandten wir eine gewöhnliche Gaedesche Pumpe, deren Vorvakuum von einer Wasserstrahlpumpe unterhalten wurde. In einem Quarzrohr bis dicht unter Rotglut erhitztes Kalzium diente dazu, die Wirkung der Pumpe durch Absorption der Gasreste, besonders des Wasserstoffs zu unterstützen. Ein Geißlerrohr mit parallel geschalteter Funkenstrecke (Zinkkugeln von 4 cm Durchmesser), angeschlossen an einen Rhumkorff von 20 cm Schlagweite gab ein gewisses Urteil über das erreichte Vakuum. Dies konnte soweit getrieben werden, daß zwischen den Kugeln Funken von 4 cm übergingen, bei Vergrößerung dieses Abstands blieb in der Regel auch im Geißlerrohr die Entladung aus.

Wir wandten uns zunächst, im Anschluß an das Ergebnis von Wiedmann, der Frage zu, ob der selektive Effekt an den Alkalimetallen bei fortschreitender Entgasung ausbleibt oder wenigstens vermindert wird. Sehr bequem zur Beobachtung des selektiven Effekts ist der bekannte Versuch an der spiegelnden Oberfläche der flüssigen Kaliumnatriumlegierung; ein senkrecht zur Einfallsebene polarisierter, unter etwa 60° auffallender Strahl erregt bei gleicher beschleunigender Spannung einen mehr als 10 mal so starken Photostrom, als ein parallel polarisierter von gleicher Intensität. Eine Bedingung dabei ist, wie oben schon bemerkt, daß der Strahl Licht aus einem bestimmten Bereich des Spektrums enthält; bei den Alkalimetallen ist die Wirkung für Blau-Violett ein Maximum. Die stärkere Absorption, die das senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Licht erfährt, reicht allein nicht hin, um diese Verschiedenheit zu erklären, es liegt eben eine besondere auswählende Wirkung, ein selektives Ansprechen der Alkalimetalle für bestimmte Frequenzen vor[1]), das aber nur dann erfolgt, wenn die Schwingungen des elektrischen Vektors des Lichtes in der Einfallsebene liegen.

Der zu den Versuchen benutzte Apparat war dieser: Die Kugel K trägt drei Rohransätze; von den beiden horizontalen führt der

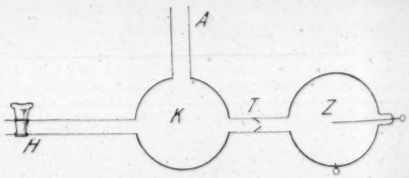


Fig. 2.

eine zur Pumpe, der andere über ein eingeschmolzenes Trichterchen T zur Zelle Z. In die Leitung zur Pumpe ist der gut schließende, mit Fett gedichtete Hahn H eingeschaltet.

1) H. Küstner, diese Zeitschr. **15**, 68, 1914.
2) K. Fredenhagen, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 201, 1914.
3) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 336, 1914.
4) I. Langmuir, diese Zeitschr. **15**, 524, 1914.
5) C. F. Hagenow, Beibl. **43**, 814, 1919 (Referat von W. Gerlach).

1) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 215, 1910.

Durch den vertikalen Ansatz A von K führten wir einige Kubikzentimeter flüssiger Kaliumnatriumlegierung ein, die schon vor längerer Zeit im Vakuum hergestellt und in einem luftdicht verschmolzenen Glasgefäß aufbewahrt war. Nach dem Einführen der Legierung wurde A zugeschmolzen und der Apparat an der Pumpe evakuiert, während durch Erhitzen von K in einer Asbesthülle das Hydroxyd zersetzt wurde, mit dem sich das Metall beim Kontakt mit der in K anfangs enthaltenen Luft bedeckt hatte.

Sobald die reichliche Wasserstoffentwicklung, die von der Reaktion der Alkalimetalldämpfe mit dem Hydroxyd herrührt, nachgelassen hatte, ließen wir den Apparat erkalten, nahmen ihn bei verschlossenem Hahn H von der Pumpe ab und führten das Metall durch Neigen in die Zelle Z hinüber. Das Licht einer kleinen Glühlampe, die an einen Akkumulator angeschlossen war, fiel durch Linse und Blende und ein großes Nicolsches Prisma unter 60° Einfallswinkel auf die spiegelnde Metallfläche. Die Zelle stand in bekannter Weise mit einer beschleunigenden Spannung von 100 Volt und einem Galvanometer in Verbindung. Durch Drehen des Nicols konnten die beiden Hauptstellungen, nämlich: Polarisationsebene senkrecht und parallel zur Einfallsebene — am Galvanometer mit großer Schärfe beobachtet werden. Das Verhältnis der zugehörigen Intensitäten des Photostroms I_s/I_p hängt von dem selektiven Effekt ab. Die Einzelwerte der am Galvanometer gemessenen Stromstärken I_s und I_p nähern sich mit abnehmendem Gasdruck in der Zelle infolge der allmählichen Ausschaltung der Stoßionisierung bestimmten Grenzwerten, die den Sättigungsströmen entsprechen. Bei unsern Versuchen war I_s/I_p beim Beginn etwa gleich 13. Wenn nun der selektive Effekt bei zunehmender Entgasung des Metalls verschwindet, so war zu erwarten, daß auch I_s/I_p kleiner werden und sich einem Betrag (nahe gleich 3) nähern würde, der durch das Verhältnis der absorbierten Energie für senkrecht und parallel zur Einfallebene polarisiertes Licht bestimmt ist[1]).

Wir verfuhren nun in der Weise, daß wir, nachdem wir den Quotienten I_s/I_p an dem noch nicht entgasten Metall gemessen hatten, das letztere in die Kugel K zurücklaufen ließen und den Apparat von neuem an die Pumpe brachten. Sobald das Vakuum vor dem Hahn H wieder hergestellt war, öffneten wir diesen und erhitzten das Metall in der Kugel zum Kochen, während das entwickelte Wasserstoffgas durch die Pumpe, unterstützt durch die Absorption des auf etwa 300° C erhitzten Kalziums entfernt wurde. Dies Entgasen der Kaliumnatriumlegierung wurde 15 Stunden fortgesetzt, nach dem Erkalten nahmen wir den Apparat bei geschlossenem Hahne H von der Pumpe ab, sammelten das an den Wänden der Kugel K z. T. sublimierte Metall durch Ausschwenken und führten es in die Zelle Z hinüber. Dann bestimmten wir wie zuvor den Quotienten I_s/I_p. Es ist uns auch bei Wiederholung des Verfahrens nicht gelungen, den Betrag merklich unter 13 zu vermindern. Es fällt uns schwer, anzunehmen, daß mangelhafte Entgasung der Legierung an diesem völligen Mißerfolge schuld sei, zumal das Geißlerrohr hohes Vakuum anzeigte.

Bei diesen Versuchen, ebenso wie bei denen von Wiedmann, wurde eine erhebliche Menge des Alkalimetalls, nämlich mehrere Kubikzentimeter, dem Prozeß der Entgasung unterworfen. Je größer die angewandte Menge, um so langwieriger wird aber das Verfahren.

Wir untersuchten daher im Gegensatz zu dieser Methode auch den Photoeffekt an minimalen Mengen, nämlich an molekularen Schichten des Alkalimetalls, deren Vorhandensein eben nur durch ihr lichtelektrisches Verhalten erkannt wird.

Bekanntlich geben alle Alkalimetallzellen auch bei umgekehrter Schaltung im Lichte einen Photostrom, da der Anodendraht infolge der bei gewöhnlicher Temperatur schon merklichen Dampfspannung des Alkalimetalls geringe Spuren davon an seiner Oberfläche kondensiert. Diese lichtempfindliche Schicht stellt sich, wenn sie durch Glühen des Anodendrahts entfernt ist, in wenigen Sekunden auf dem erkalteten Draht wieder her; an ihr müßte sich die etwaige Abhängigkeit der Lichtwirkung vom Gasgehalt leicht erkennen lassen. Wir verbanden nun mit der Pumpe eine Kaliumzelle, die nur dadurch von der gewöhnlichen Form abwich, daß der aus Platin verfertigte Anodendraht eine Schlinge bildete, die durch Anschluß an einen Akkumulator zum Glühen gebracht werden konnte. Die Kaliumfläche lag jetzt an einer positiven Spannung von 100 Volt, der Anodendraht konnte durch einen Kommutator abwechselnd an den Heizstrom angeschlossen oder mit der einen Polklemme eines Galvanometers verbunden werden, dessen andere Klemme mit dem negativen Pole der die Zelle ladenden Batterie in Verbindung stand.

Unmittelbar nach Abschaltung des Heiz-

[1]) J. Elster u. H. Geitel, Ann. d. Phys. **61**, 457, 1897.

stroms, solange der Anodendraht noch heiß war, zeigte sich kein Photostrom im Lichte, aber schon nach 3", als der Draht zu erkalten begann, setzte sich die Galvanometernadel in Bewegung, um nach einer Stunde den Maximalausschlag zu erreichen. Erneutes Glühen vernichtete die Lichtempfindlichkeit wieder vorübergehend, aber der Grenzzustand blieb derselbe nach 33stündigem Glühen des Drahtes unter dauernder Tätigkeit der Pumpe. Es zeigte sich also der von der molekularen Kaliumschicht auf der Platinschlinge unterhaltene Sättigungsstrom bei gleicher Beleuchtungsstärke unabhängig sowohl von dem Gasgehalt in der Zelle wie in dem als Unterlage dienenden Metalle, das während des Glühens selbst reichlich Gas verloren hatte. Dieser Versuch betrifft nicht wie der vorige nur den selektiven, sondern den gesamten Photoeffekt am Kalium, er scheint uns wie jener mit der Lehre von der entscheidenden Bedeutung des Gases schwer vereinbar zu sein. Er würde voraussichtlich von entscheidender Bedeutung werden, wenn er, mit den besten Hilfsmitteln der Vakumerzeugung wiederholt, unter Anwendung eines (gasfreien) Wolframdrahts als Unterlage der molekularen Kaliumschicht zu demselben Ergebnisse führte.

Die Hartnäckigkeit mit der das Kalium den Wasserstoff festhält, legte den Gedanken nahe, statt des Metalls selbst das Amalgam dem Entgasungsprozeß zu unterwerfen. Da die Amalgame der Alkalimetalle schon bei 1 Proz. Gehalt bei gewöhnlicher Temperatur zu erstarren beginnen, ist in einem leichtflüssigen Amalgam nur ein sehr geringer Bruchteil des Alkalimetalls enthalten; das Amalgam verhält sich, von seiner photoelektrischen Empfindlichkeit abgesehen, wie Quecksilber. Daß aber dieses Metall merkliche Mengen Wasserstoff absorbierte oder gar beim Kochen im Vakuum zurückhielte, ist nicht bekannt.

Um den Photostrom, der an den Amalgamen bei Einwirkung sichtbaren Lichtes unter sonst gleichen Umständen viel geringer als an den reinen Alkalimetallen ist, möglichst zu vergrößern, wählten wir das Amalgam des Rubidiums als das lichtempfindlichste. Man stellt es leicht durch Elektrolyse einer gesättigten heißen Lösung von Rubidiumchlorid mit Quecksilber-Kathode und Kohlenanode her; das erstarrte kristallinische Produkt wird mit so viel Quecksilber versetzt, daß es leicht fließt und dann in eine Zelle eingeführt. Da es bei Berührung mit der Luft etwas Hydroxyd bildet, so muß es durch Erhitzen in einer Vorkugel im Vakuum von diesem befreit werden. Hierbei entwickelt sich Wasserstoff, der abgesaugt wird. Wir ließen das so gereinigte Amalgam durch ein Trichterchen (wie bei der Kaliumnatriumlegierung) in die Zelle fließen. In dieser konnten wir es einem tagelang fortgesetzten Sieden im höchsten von uns erreichbaren Vakuum unterwerfen. Das reichlich verdampfende Quecksilber floß dabei, nachdem es sich an den Wänden der Zelle und des zur Pumpe führenden Rohres verdichtet hatte, von selbst in die Zelle zurück, so daß die Konzentration und die Gesamtmasse des Amalgams ungeändert blieb. Auch hier fiel der Versuch völlig negativ aus; der von dem Lichte einer Nernstlampe an dem kalten Metall ausgelöste Photostrom (Sättigungsstrom) ließ nach 214stündigem Kochen keine Änderung erkennen, sobald die Betriebsspannung der Nernstlampe auf einen bestimmten Betrag eingestellt wurde. Es verdient noch bemerkt zu werden, daß auch das Verhältnis der oben an der Kaliumnatriumlegierung definierten Stromintensitäten I_s und I_φ für senkrecht und parallel der Einfallsebene polarisiertes Licht während dieser Behandlung dasselbe (2,4) blieb und mit dem entsprechenden Verhältnis (2,3) an einer vor Jahren hergestellten mit verdünntem Wasserstoff gefüllten Rubidiumamalgamzelle fast übereinstimmt. Ein selektiver Effekt liegt hier bekanntlich nicht vor, vielmehr erklärt sich die größere Wirksamkeit des senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Lichtes in diesem Falle allein aus der stärkeren Absorption des Lichtes am Quecksilber[1]).

Schließlich haben wir den Entgasungsversuch noch auf das im Vakuum leicht flüchtige Kadmium ausgedehnt. Da dies Metall nicht mehr auf sichtbares Licht anspricht, so kann es nur in Zellen aus Uviolglas als photoelektrisches Material bei Belichtung durch Ultraviolett untersucht werden.

Wir stellten uns zwei gleich große und gleich gebaute Zellen aus Uviolglas mit Kadmiumbelegung als Kathode her. In die eine war das Metall durch einfache Sublimation aus einem Ansatzrohr eingeführt. Bei der andern wurde es zuvor unter stetiger Tätigkeit der Pumpe, deren Wirkung wie sonst durch heißes Kalzium unterstützt war, schrittweise von einer Vorlage in eine andere getrieben, um erst nach siebenmaliger Wiederholung des Verfahrens in die Zelle zu gelangen. Die vom Metall verlassene Vorlage wurde jedesmal durch Abschmelzen von der Pumpe getrennt. Beide Zellen erwiesen sich im Licht einer Quecksilberbogenlampe als von fast der gleichen Empfindlichkeit und zeigten nahe iden-

1) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 349, 1910.

tische Charakteristiken. Wir fügen diese in nachstehender Tabelle bei.

Zelle 1 mit 7 mal sublimiertem Kadmium.
Zelle 2 „ 1 „ „ „
Lichtquelle: Quarzquecksilberlampe.

Angelegte Spannung in Volt	19,5	39,0	78	117	156	195
Photostrom in $2.6 \cdot 10^{-10}$ Amp.						
Zelle 1	27,0	34,9	42,1	47,6	48,3	49,4
Zelle 2	25,8	32,0	38,8	45,0	48,0	51,0

Die mitgeteilten von verschiedenen Gesichtspunkten ausgehenden, allerdings nicht mit den zur Zeit vollkommensten Mitteln der Vakuumtechnik durchgeführten Untersuchungen haben keinen Anhalt dafür erbracht, daß der Gasgehalt eines Metalls für das Zustandekommen der lichtelektrischen Wirkung notwendig sei.

Die Kosten der Untersuchung sind größtenteils aus Mitteln der Jagorstiftung in Berlin bestritten.

(Eingegangen 2. März 1920.)

Über unipolare Leitung an Kristallen [1].

(Dritte Mitteilung.)

Von Franz Streintz.

Temperatur und Polarität.

Wird die untere blanke Fläche eines leitenden Sulfidkristalles gegen eine amalgamierte Bleiplatte gepreßt, die obere nicht gescheuerte mit einer Zuleitung aus Messing, Kupfer, Silber oder Platin versehen, so erhält man nur an der letzteren einen nennenswerten Übergangswiderstand, der durch die Bildung eines Molekularkondensators zwischen Erz und Metall entsteht. Eine derartige Anordnung soll ein Kristalldetektorsystem genannt werden. Die besonders ausgeprägten Eigenschaften des Silberglanzes ließen erwarten, daß ein aus diesem Sulfid hergestelltes System zu anschaulichen Vorstellungen über die Natur der polaren Leitung führen dürfte. Über die Ergebnisse der eingehenden Untersuchung des Systems in der Zusammenstellung Messing/Silberglanz Blei soll im folgenden berichtet werden.

Fließt der stabile oder nomale Strom i_{21} durch den Kristall (Fig. 1), so erfährt er beim Übergang von 2 nach 1 eine Drosselung. Sie entsteht dadurch, daß nur eine gewisse Anzahl

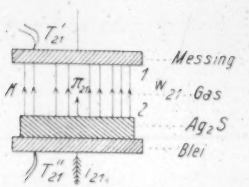


Fig. 1.

von Punkten der gegenüberliegenden Flächen im leitenden Kontakt stehen. Es entsteht ein Übergangswiderstand w_{21}, der einem Leiter zwischen 2 und 1 entspräche, dessen Querschnitt um ein Vielfaches verkleinert worden wäre. Der Strom scheint zu seinem überwiegenden Teile stationär zu sein. Die Stromwärme bildet die thermoelektrische Kraft π_{21}= Kristall/Metall aus, die einen Strom (↑) erzeugt von gleicher Richtung wie i_{21} (↑), mithin die Ausbildung neuer Bahnen begünstigt. Der Strom erfährt daher zunächst eine geringfügige Zunahme, w_{21} nimmt ab, T'_{21} steigt infolge der entwickelten Stromwärme, T''_{21} dagegen wird nur durch die Wärmeleitung des Kristalls beeinflußt, da die Verbindung mit der amalgamierten Bleiplatte als widerstandslos angesehen werden kann und das Erz als guter Leiter der Elektrizität auch ein solcher für die Wärme sein wird. Bei längerem Fließen des Stromes nimmt T'_{21} ab und sinkt zuweilen unter den Wert vor Stromschluß. Diese Erscheinung wird auf das Auftreten des Peltier-Effektes zurückzuführen sein, der auf eine Abkühlung der Messingplatte gerichtet ist. Nachdem der Strom stundenlang geflossen ist, steigt T'_{21} wieder etwas an.

Als Beleg für den geschilderten Verlauf diene zunächst ein Versuch, der mit einem Akkumulator bei der konstant erhaltenen Stromstärke von 0,1 Weber durchgeführt wurde. Nur im Anfang mußte etwas Widerstand zugeschaltet werden, dann blieb die Stromstärke vollkommen unverändert. Die Temperaturen im offenen Kreise betrugen:

$$T' = -0^0{,}24, \quad T'' = -0^0{,}11,$$

zeigen also eine Differenz von $0^0{,}13$. Mit wenigen Ausnahmen lag die Anfangstemperatur T' unter T'', zwischen $0^0{,}1$ und $0^0{,}4$, selten waren beide Temperaturen gleich, niemals fand sich T' größer als T''. Das negative Zeichen gibt an, daß sich die am Thermoelement Eisen-Konstantan gemessene Temperatur unter der Zimmertemperatur befand. Durch den Strom wurden die Temperaturen in nachstehender Weise verändert:

1) Diese Zeitschr. **21**, 42 u. 316, 1920.

Nach Stromschluß in Minuten:	T'_{21}	T''_{21}
10	$-0^0,17$	$-0^0,24$
20	$-0^0,43$	$-0^0,25$
30	$-0^0,66$	$-0^0,74$
40	$-0^0,88$	$-0^0,91$
60	$-0^0,81$	$-0^0,88$
90	$-0^0,46$	$-0^0,44$
120	$-0^0,06$	$-0^0,05$
180	$+0^0,24$	$+0^0,22$

Vierzig Minuten nach Stromschluß fiel T'_{21} auf ein Minimum, um dann langsam zu steigen. Ist dieses Minimum erreicht, dann gleichen sich T'_{21} und T''_{21} vollständig aus.

Beobachtungen mit 2 Akkumulatoren und $i_{21} = 0,1$ Weber ergaben:

Nach Stromschluß in Minuten:	T'_{21}	T''_{21}
5	$+0^0,28$	$+0^0,06$
10	$0^0,23$	$0^0,00$
15	$0^0,19$	$0^0,00$
20	$0^0,19$	$-0^0,01$
30	$0^0,19$	$-0^0,03$
45	$0^0,17$	$-0^0,04$
60	$0^0,21$	$+0^0,03$
75	$0^0,21$	$+0^0,03$
120	$0^0,18$	$-0^0,01$

Im offenen Stromkreise waren vorher

$$T' = T'' = 0^0,05.$$

Obwohl also die Ausgangstemperaturen gleich waren, entstand nach Stromschluß eine nicht unerhebliche Differenz, die ungleich dem Ergebnis der vorangegangenen Reihe und ebenso den später zu besprechenden zu keinem Ausgleich führte, sondern im Gegenteil unverändert bestehen blieb. Nach 45 Min. ist ein Minimum der Temperatur T'_{21} eingetreten.

Vor einer Versuchsreihe mit 5 Akkumulatoren bei konstant erhaltener Stromstärke von 0,1 Weber betrugen

$$T' = 0^0,58, \quad T'' = 0^0,77,$$

es entstand mithin eine Differenz von $0^0,19$ zu Ungunsten von T'. Das Ergebnis war folgendes:

Nach Stromschluß in Minuten:	T'_{21}	T''_{21}
10	$1^0,00$	$0^0,93$
20	$0^0,95$	$0^0,98$
30	$0^0,95$	$0^0,98$
40	$1^0,05$	$1^0,05$
60	$1^0,25$	$1^0,27$
80	$1^0,56$	$1^0,59$
100	$1^0,84$	$1^0,86$

Ein Absinken von T'_{21} nach dem ersten Anstieg ist auch hier erkenntlich. Im Gegensatz zur vorhergehenden Messungsreihe gleichen sich beide Temperaturen rasch aus. Auch hier bedurfte es gleich nach Stromschluß der Zuschaltung eines kurzen Drahtstückes. Dann blieb der Strom vollständig konstant.

Ein erwas verändertes Bild gab der Verlauf der Temperaturen, wenn $i_{21} = 0,1$ Weber von 6 Akkumulatoren geliefert wurde. Vor dem Schließen der Kette waren

$$T' = 0^0,15, \quad T'' = 0^0,32$$

also

$$\Delta = -0^0,19.$$

Nach Stromschluß in Minuten:	T'_{21}	T''_{21}
10	$0^0,15$	$0^0,16$
20	$0^0,15$	$0^0,09$
35	$0^0,19$	$0^0,08$
60	$0^0,23$	$0^0,10$
80	$0^0,28$	$0^0,13$
100	$0^0,27$	$0^0,13$
120	$0^0,24$	$0^0,13$
155	$0^0,22$	$0^0,09$

Trotzdem die Temperaturen vor Stromschluß um ungefähr $0^0,2$ auseinander lagen, hatten sie sich, nachdem der Strom zehn Minuten geflossen war, ausgeglichen, um dann im weiteren Verlauf derart voneinander abzuweichen, daß T''_{21} ungefähr ebenso tief unter T'_{21} zu liegen kam, als es sich vor dem Stromschluß darüber erhoben hatte. Auch hier blieb der Strom, von der ersten geringen Zunahme abgesehen, konstant. Beobachtungen, die nach dem Öffnen der Kette angestellt wurden, ergaben:

	T'	T''
nach einer halben Stunde:	$0^0,03$	$0^0,02$.
also einen Ausgleich. Am nächsten Tage fanden sich dagegen;	$-1^0,02$	$-0^0,72$.
Δ mithin	$= -0^0,30$.	

Die Differenz wurde besonders untersucht, um festzustellen, ob sie zeitlichen Änderungen unterworfen sei. Zunächst tauchten die Glasröhren, in deren Mitte sich die Lötstellen Eisen-Konstantan mit der Drahtleitung befanden, in das Wasserbad (man vgl. die in der ersten Mitteilung gegebene Versuchsanordnung), das am Vormittag die Temperatur von $13^0,8$ besaß, während das Thermometer im Hohlraum des Kastens, der die Presse mit dem Kristall enthielt, $15^0,0$ zeigte. Es fanden sich:

T'	T''	Δ
$0^0,61$	$0^0,95$	$-0^0,34$

Darauf wurde das Wasser aus der Wanne

abgelassen. Am Nachmittag sollten sämtliche Lötstellen die Zimmertemperatur von 20°,2 angenommen haben, da auch der Kasten offen gestanden war. Die Messungen ergaben im Verlaufe einer Stunde:

T'	T''	Δ
$-0^{\circ},81$	$-0^{\circ},42$	$-0^{\circ},39$
$-0^{\circ},38$	$0^{\circ},00$	$-0^{\circ},38$
$-0^{\circ},10$	$+0^{\circ},25$	$-0^{\circ},35$
$+0^{\circ},06$	$+0^{\circ},37$	$-0^{\circ},31$

und nach Verlauf von weiteren drei Stunden:

$+0^{\circ},15$	$+0^{\circ},32$	$-0^{\circ},17$

Beide Temperaturen lagen zunächst unter der des Zimmers. Die an den Zuleitungsscheiben des Kristalles angebrachten Lötstellen der Thermoelemente lagen frei in Luft, die mit den Leitungsdrähten verlöteten dagegen staken in Glasröhren. Bei der allmählichen Zunahme der Zimmertemperatur infolge der Ofenheizung nahm die Umgebung der erstgenannten Lötstellen die Lufttemperatur an, während die der letztgenannten nachhinkte. Mithin waren die Differenzen Δ durch Vorgänge an den Grundflächen des Kristallzylinders entstanden.

Allen Beobachtungsreihen ist gemeinschaftlich, daß die durch den Strom i_{21} hervorgerufene Temperaturänderung nach einstündigem Wirken äußerst geringfügig ist. Bei den Versuchen mit einem Akkumulator und mit sechsen tritt eine Abnahme, mit 2 und 5 Akkumulatoren eine geringfügige Zunahme von T'_{21} ein. Es sei bemerkt, daß nur bei Anwendung von fünf Akkumulatoren die Wanne mit Wasser gefüllt war.

Im allgemeinen wird man sagen können, daß sich die Verhältnisse beim Stromdurchgang in der nomalen oder stabilen Richtung ziemlich einfach gestalten. Geringe Abweichungen der verschiedenen Beobachtungsreihen voneinander mögen wohl daran liegen, daß das System durch die Umbildung des Kondensators K gleichfalls Änderungen unterworfen war. Bei einer Versuchsreihe, die in gleicher Weise wie die mitgeteilten mit 4 Akkumulatoren ausgeführt wurde, scheint eine einschneidende Veränderung von K eingetreten zu sein. Die Voltmeternadel geriet in Bebungen und beruhigte sich innerhalb einer halben Stunde nicht; die Temperatur T'_{21} änderte sich kaum, pulsierte aber zwischen 0° und $0^{\circ},05$. Wahrscheinlich ist, daß Ströme von der angewendeten Stärke von 0,1 Weber doch nicht vollkommen stationär sind, sondern von Zeit zu Zeit von geringen Entladungen begleitet werden, die sich aber am Voltmeter meist nicht mehr erkenntlich machen.

Der Widerstand w_{21} sank bei dem mit einem Akkumulator ausgeführten Versuche in zwei Stunden von 1,3 bis auf 0,9 Ohm herab. Nach mehrstündiger Unterbrechung des Stromes i_{21} ergab sich bei unveränderter Temperatur $w_{21}=1{,}6$ Ohm, wieder als Beweis, daß K eine Änderung erfahren hatte. Auch bei Anwendung einer Stromstärke $i_{21}=0{,}5$ Weber verhielt sich der Strom recht stationär, von kleinen Schwankungen abgesehen. Gleich nach Stromschluß stieg T'_{21} ebenfalls an, nahm aber bereits nach einer Minute ein wenig ab, um dann gleichmäßig langsam wieder zu steigen. Nach einstündigem Fließen des Stromes betrug der Temperaturgewinn $2^{\circ},24$ und $1^{\circ},10$ an den beiden Zuleitungen.

Vollkommen verschieden gestalten sich die Verhältnisse, wenn der anomale oder labile Strom i_{12} geleitet wird. Unmittelbar nach dem Umschalten von der nomalen zur anomalen Richtung zeigt sich durchweg $i_{12}=i_{21}$, während im Gegensatz dazu i_{12} meist größer als i_{21} war, wenn keine der Kristallgrundflächen übergangsfrei gewesen war. T'_{12} ist in dauernder Zunahme begriffen, die Temperatursteigerung an der Messingscheibe hält also an. Die erwachende thermoelektrische Kraft π_{12} wirkt der Stromrichtung entgegen, gleichzeitig vergrößert sie die Stromwärme durch die sekundäre des Peltier-Effektes. Infolge des gemeinschaftlichen Wirkens wächst π_{12} und damit erlöschen ursprünglich vorhandene Strombahnen; i_{12} nimmt ab, w_{12} wächst. Es tritt eine Stauung im Potentialausgleich ein, der Kondensator K wird aufgeladen, bis er ein Potential erlangt hat, das einen Durchbruch an benachbarten Punkten 1 und 2 (> der Fig. 2) herbeiführt. Durch

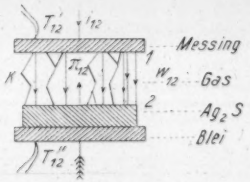


Fig. 2.

derartige Entladungen, die anfänglich recht sparsam an Zahl sein mögen, wird zwischen diesen Punkten eine bedeutende Wärme entwickelt, die sich der Messingplatte mitteilt. Es tritt sofort eine plötzliche Steigerung der Temperatur T'_{12} ein. Durch die Erhitzung, man kann sie sich durch das Auftreten ultra-

mikroskopischer Fünkchen entstanden denken, schwillt $\varkappa_{12}$ mächtig an, es wird eine größere Zahl von noch vorhandenen Stromlinien außer Kurs gesetzt. Der Kondensator wird rascher aufgeladen, die Entladungen folgen schneller. Dieser Vorgang ruft einen chemischen Umsatz hervor, der in der Bildung von Sulfiden und Oxyden an Zuleitung und Kristall besteht. K erleidet durchgreifende Veränderungen. Gegenüberliegende Punkte, die vorher nicht im leitenden Kontakt standen, sind durch ein entstandenes leitendes Sulfid etwa überbrückt worden; damit ist eine Bahn für einen Dauerstrom geschaffen; i_{12} steigt, dagegen fällt T'_{12}, da die Entladungen weniger zahlreich geworden sind. Nun sorgt wieder die Thermokraft für das Verschwinden regulärer Linien und das Spiel wiederholt sich. Bei der fortgesetzten Umbildung von K kann aber auch die Lage zweier gegenüberliegender Punkte ungünstig beeinflußt werden etwa durch überwiegende Oxydation oder Entstehung eines nichtleitenden Sulfids (ZnS); in diesem Fall nimmt i_{12} plötzlich ab, T'_{12} steigt, bis wieder der Kondensator neu aufgeladen ist und bei der folgenden Entladung ein neues Anschwellen der Temperatur bewirkt.

Die Wechselwirkung zwischen Stromstärke und Temperatur ist derart innig, daß man bei einiger Übung aus den Strommessungen am Voltmeter die Temperaturänderungen am Galvanometer richtig zu schätzen in der Lage ist.

Der Strom, der durch das Voltmeter fließt, besteht nach dem Gesagten in einer Übereinanderlagerung zweier veränderlicher Ströme, eines stationären und eines Entladungsstromes. Der äußerst bewegliche Aluminiumzeiger eines Westonvoltmeters zeigt in vortrefflicher Weise das Vorhandensein beider Ströme an. Nach einem plötzlichen Ruck nach der einen oder anderen Seite ist er nicht selten vollkommen ruhig: er bleibt, so macht es den Eindruck, „hängen". Bald tritt ein geringes Beben ein, oft nur im Bezirk zweier Teilstriche, bis die Nadel einen entgegengesetzten Ruck erhält in die Ausgangsstellung, also wieder auf den Teilstrich Hundert, der einer Stromstärke von 0,1 Weber entspricht, einspielt. Bald entsteht ein neuerliches Beben, das zuweilen über den größeren Teil der in 150 Striche geteilten Skala anwachsen kann. Nicht selten fährt die Nadel über die Skala hinaus und schlägt an. Dann sinkt sie, meist in einigen Absätzen bald rascher, bald langsamer in die Tiefe, um eine Dauerstellung bei 70 oder 80 Strichen einnehmen zu wollen. Mit Hilfe eines Schlittenwiderstandes gelingt es, die Nadel wieder einzustellen. Herrschen aber die Entladungsstöße stark vor, dann ist dies nicht möglich. Doch hat sich immer feststellen lassen, daß auf derartige Fluten Ebben folgen, die bis zu einer halben Stunde andauern können. Daß die Entladungen oszillatorisch sind, scheint die Nadel gleichfalls anzuzeigen, indem sie zuweilen

Nach Stromschluß in Minuten:	T'_{12}	T''_{12}	Bemerkungen.
10	$1^0{,}02$	$0^0{,}95$	Drahtwiderstand zunächst 75 Ohm, dann 6 Ohm ausgeschaltet, die Nadel wird unruhig.
20	$3^0{,}67$	$1^0{,}58$	Stöße gegen die großen Zahlen.
30	$4^0{,}48$	$2^0{,}01$	Die Nadel etwas ruhiger.
40	$4^0{,}65$	$2^0{,}39$	Sie erfährt nur ab und zu kleine Zuckungen.
45	$4^0{,}90$	$2^0{,}45$	Unmittelbar nach der Beobachtung stieg i_{12}, nahm T''_{12} ab.
50	$5^0{,}31$	$2^0{,}62$	Die Nadel ruhig.
60	$5^0{,}53$	$2^0{,}87$	„
70	$5^0{,}54$	$3^0{,}04$	„
80	$5^0{,}71$	$3^0{,}24$	„
90	$5^0{,}88$	$3^0{,}46$	Ziemlich viel Widerstand zur Erhaltung der Stromstärke ausgeschaltet.
100	$6^0{,}01$	$3^0{,}52$	
110	$6^0{,}10$	$3^0{,}61$	
120	$6^0{,}39$	$3^0{,}71$	Die Nadel bebt, dann schlägt sie von 100 auf 111 Striche aus.
125	$5^0{,}14$	$3^0{,}53$	
130	$4^0{,}29$	$3^0{,}41$	Ein leichtes Beben, dann sinkt die Stromstärke dauernd, so daß der Widerstand fortwährend reguliert werden muß.
140	$3^0{,}96$	$3^0{,}25$	
150	$6^0{,}27$	$3^0{,}62$	
160	$6^0{,}55$	$3^0{,}68$	Die Nadel ruhig.
170	$7^0{,}00$	$3^0{,}92$	„
180	$7^0{,}22$	$4^0{,}00$	„
190	$7^0{,}20$	$4^0{,}02$	„

in stehende Transversalschwingungen gerät wie eine Saite, so daß man für ihr Bestehen bange wird.

Die Umbildung, die K erfährt, ist dem Gesagten zufolge in der anomalen Stromrichtung eine weitaus regere, Beziehungen zwischen Spannung und Temperaturerhöhung sind daher nur angenähert zu ermitteln. Denn jeder Versuchsreihe wird ein individueller Charakter aufgeprägt. Trotzdem wurden ausgedehnte Messungen von der Spannung von einem Akkumulator bis zu einer solchen von sechs Akkumulatoren angestellt. Die geschilderten Ergebnisse wurden daraus gewonnen. i_{12} wurde nach Tunlichkeit auf 0,1 Weber zu erhalten versucht, damit die beobachteten Temperaturen in beiden Stromrichtungen verglichen werden können.

Aus dem angegebenen Grunde soll auf eine Wiedergabe aller Meßreihen verzichtet werden. Um aber doch ein Bild über den ganz anders gearteten Temperaturverlauf bei der anomalen Richtung zu geben, möge eine Reihe Platz finden, die unter Wirksamkeit von fünf Akkumulatoren gefunden wurde.

Im offenen Stromkreise waren $T' = 0^0{,}63$, $T'' = 0{,}^0 82$, also $\Delta = -0{,}^0 19$.

Der recht gleichmäßige erste Anstieg der Temperatur hat nach zwei Stunden eine jähe Unterbrechung erfahren, die durch eine plötzliche Vergrößerung der Stromstärke bewirkt wurde. Obwohl der Strom sofort reguliert worden war, führte dieses Verhalten zu einer raschen und bedeutenden Abnahme der Temperatur. In der darauffolgenden Zeit stieg sie wieder an, um bereits nach einer halben Stunde den vorher erreichten Hochwert einzunehmen und in einer weiteren halben Stunde um fast einen Grad zu überflügeln. Scheinbar erhält man ein Maximum von $7^0{,}22$ nach drei Stunden. Man kann aber mit demselben Recht behaupten, daß ein derartiges Maximum schon nach zwei Stunden erreicht worden ist oder ein noch höheres in Aussicht gestanden wäre. Wenn also in einer und derselben Beobachtungsreihe derartige Unregelmäßigkeiten auftreten, die auf Umbildungen von K zu schieben sind, dann wird die Schwierigkeit, verschiedene Reihen miteinander zu vergleichen, wesentlich vergrößert. Trotzdem scheint eine Regel sehr wahrscheinlich. Die höchsten erzielten Temperaturen von T'_{12} waren nämlich:

	T'_{12} beob.	T'_{12} ber.
bei 2 Volt	$4^0{,}40$	$4^0{,}40$
„ 4 „	$5^0{,}16$	$5^0{,}15$
„ 6 „	$6^0{,}07$	$5^0{,}90$
„ 8 „	$5^0{,}80$	—
„ 10 „	$7^0{,}22$	$7^0{,}40$

Den berechneten Werten liegt die Gleichung

$$T'_{12} = 3{,}65 + 0{,}375\ \mathrm{V}.$$

zugrunde. Sie sagt aus, daß die Temperatursteigerung proportional ist der Spannung. — Bemerkt sei, daß der Versuch mit 8 Volt wahrscheinlich zu frühzeitig abgebrochen worden ist.

Ein Vergleich der Versuchsreihe in der anomalen Richtung mit der in der nomalen Richtung bei gleicher Stromstärke und Spannung dürfte recht lehrreich sein. Nach dem Stromschluß waren in zehn Minuten nach beiden Richtungen die Temperaturen T'_{21} und T'_{12}, desgleichen T''_{21} und T''_{12} gleich. Nach hundert Minuten lagen die ersteren um $4^0{,}2$ auseinander! In der Erwartung, daß der Zusammenhang zwischen Temperatursteigerung und Spannung bei geringerer Stromstärke reiner zum Ausdruck kommen werde, wurden Ströme von $i_{12} = 0{,}02$ W. durch den Kristall geleitet. Langwierige Versuche führten aber auch dann nicht zum erstrebten Ziele. Störungen machten es immer wieder unmöglich, eine größere Zahl von vergleichsfähigen Reihen zu gewinnen. Schließlich blieben nur drei Reihen übrig, die angenähert regelmäßig verlaufen waren:

	T'_{12} beob.	T'_{12} ber.
bei 4 Volt	$2^0{,}22$	$2^0{,}18$
„ 12 „	$3^0{,}42$	$3^0{,}50$
„ 16 „	$4^0{,}11$	$4^0{,}10$

Den berechneten Werten liegt die Gleichung der Geraden:

$$T'_{12} = 1{,}52 + 0{,}165\ \mathrm{V}.$$

zugrunde.

Bei dem Versuche mit 6 Akkumulatoren und der Stromstärke

$$i_{12} = 0{,}02\ \text{Weber} = i_{21}$$

betrugen die Widerstände unmittelbar vor Unterbrechung

$$w_{21} = 5\ \text{Ohm}, \quad w_{12} = 220\ \text{Ohm},$$

die Strompolarität war somit eine sehr ansehnliche.

Ein Versuch, der bei einer Spannung von 4 Akkumulatoren bei $i_{12} = 0{,}5$ Weber angestellt wurde, zeigte dieselben Vorgänge, nur sind sie ins Große gesteigert. T'_{12} nimmt enorm zu. Beim Umschalten von i_{21} nach i_{12} sind zunächst wieder beide Größen gleich. Dann setzen große Bebungen und Stöße ein. Nach 5 Minuten war $T'_{12} = 28^0$, nach 10 Minuten 36^0. An weitere Messungen konnte nicht gedacht werden.

Wie empfindlich T'_{12} auf die Einstellung des Systems, d. h. auf die damit erreichten Werte w_{12} und K reagiert, soll noch mit zwei Zahlen gezeigt werden. Bei einer der nicht allzu

häufig notwendig gewordenen Neueinstellungen hatte ϖ_{21} einen etwas höheren Wert bei 0,1 Weber als vorher. Es fanden sich:

	T'_{12}
bei 8 Volt	18°,18
„ 12 „	22°,12

Bildet man die Quotienten der Temperaturen T'_{12}, die bei den beiden Stromstärken $i_{12} = 0{,}1$ und 0,02 W. berechnet und die bei der Neueinstellung mit 0,1 W. für 12 und 8 Volt ermittelt wurden, so ergeben sich die Zahlen 1,23, 1,23 und 1,22.

Würden keine chemischen Kräfte ins Spiel treten, dann wäre es nicht unwahrscheinlich, mit schwachen Strömen einen genaueren Nachweis für die Proportionalität zwischen Temperaturerhöhung und Spannung zu führen. Denn es würde damit erreicht werden, daß die Joule-Wärme gegenüber der sekundären Peltier-Wärme, die der Stromstärke in erster Potenz proportional ist, entsprechend unterdrückt werden könnte. Selbstverständlich muß der Vorgang irreversibel bleiben auch bei Anwendung sehr kleiner Stromstärken. Das ist auch, wie in der zweiten Mitteilung gezeigt worden ist, der Fall.

Von vornherein wenig verheißend war es, über die Differenz $\Delta = T' - T''$ Aufklärung zu erhalten. Zwischen Mineral und Metall findet ein chemischer Umsatz statt, am Blei nach der Gleichung

$$Ag_2S + Pb = Ag_2 + PbS$$

am Messing nach

$$Ag_2S + \begin{vmatrix} Cu \\ Cu_2 \end{vmatrix} = Ag_2 + \begin{vmatrix} CuS \\ Cu_2S \end{vmatrix}$$

wenn man nicht berücksichtigt, daß im Messing Zink enthalten ist. Von Thomsen sind die Bildungswärmen für Ag_2S zu 5340, für PbS zu 20430, für CuS zu 9760 und für Cu_2S zu 20 270 cal[1]) bestimmt worden. Für die Bildungswärme von ZnS findet sich keine Angabe. Man würde also demnach an der Bleizuleitung erhalten:

$$Ag_2S + Pb = Ag_2 + PbS + 15\,090 \text{ cal}$$

an der Messingzuleitung:

$$Ag_2S + \begin{vmatrix} Cu \\ Cu_2 \end{vmatrix} = Ag_2 + \begin{vmatrix} CuS + 4\,420 \text{ cal} \\ Cu_2S + 14\,930 \text{ cal.} \end{vmatrix}$$

Die Vorgänge wären mithin an den beiden Grenzflächen des Kristalls exotherm, die Wärmetönung am Blei größer als am Messing. Damit wäre erklärt, daß an der Bleizuleitung eine höhere Temperatur entsteht, als an der Messingzuleitung, freilich in der Voraussetzung, daß die Reaktionsgeschwindigkeiten bei beiden Umsätzen für dieselbe Temperatur gleich groß seien. Bei Zimmertemperatur ergab sich mit dem Gesagten übereinstimmend $T' - T'' = \Delta < 0$. Man könnte sich auch damit abfinden, daß Δ zeitlichen Änderungen unterliegt. Die in unmittelbarer Nachbarschaft der Thermoelemente befindlichen Quecksilberthermometer mußten demnach eine niedrigere Temperatur anzeigen als jene. Das war aber bei Zimmertemperatur nicht der Fall. Da anzunehmen ist, daß der Umsatz bei höheren Temperaturen, also bei größerer Reaktionsgeschwindigkeit, lebhafter wird, so wurden Versuche in dieser Richtung angestellt. Die Presse mit dem Kristall wurde in die Mitte des Hohlraumes eines elektrischen Ofens versenkt, dessen gut isolierte Mantelfläche durch eine Spirale von Platinfolie erwärmt werden konnte. Den Messungen ging eine sorgfältige Eichung der beiden Thermoelemente Eisen—Konstantan voran. Sie erfolgte in der Weise, daß zunächst an Stelle des Kristalls ein gleich großer Zylinder aus Messing zwischen die Zuleitungen gepreßt wurde. In gleicher Höhe wie der Zylinder und nahe daran befand sich das Gefäß des Normalthermometers. Ein gleichfalls in Zehntelgrade geteiltes Thermometer, das vorher mit dem Normalthermometer verglichen worden war, tauchte in das Wasserbad zwischen die in Glasröhren steckenden zweiten Lötstellen der Thermoelemente. Bei höheren Temperaturen wurde das Normalthermometer durch ein mit Stickstoffüllung versehenes, gleichfalls von der Reichsanstalt geprüftes Quarzglasthermometer ersetzt. Die Eichung erfolgte in verschiedenen Temperaturintervallen bis zu 200°. Es fand sich keine strenge Proportionalität zwischen Temperatur und Thermokraft der beiden Elemente. Bei Temperaturen zwischen 60° und 100° fanden sich 23,3 Galvanometerteilstriche im Mittel für den Grad und jedes Element, zwischen 100° und 170° dagegen ergaben sich für das Element (T') 24,3, für (T'') 24,4 Striche Doppelausschlag. Es ist möglich, daß die Oxydation des Messings sich bemerkbar macht. Denn nach abgeschlossener Eichung fand sich, daß die Messingscheiben, die einen größeren Querschnitt hatten als der dazwischen geschobene Messingzylinder, an den freien Rändern angelaufen waren. Nach vollendeter Eichung nahm wieder der Silberglanzkristall den Platz des Messingzylinders ein und wurde kräftiger als bei der Prüfung auf Polarität zwischen Bleiblech und Messingplatte eingepreßt. Das

1) Ein Stift von CuS, aus dem auf chemischem Wege hergestellten blauschwarzen weichen Pulver gepreßt, eignet sich, zwischen Messingzuleitungen eingeschoben, in vorzüglicher Weise zur raschen Vorführung der Gesetze der Strom- und Leistungspolarität im Hörsaal.

Normalthermometer tauchte genau gleich tief in den Ofen wie bei der Eichung. Die Beobachtungen wurden erst dann vorgenommen, sobald die Ofentemperatur keine Steigerung mehr erfuhr. Nach dreistündigem Stromschluß war es erreicht. Die Messungen am Galvanometer wurden in der Weise angestellt, daß die Ablesungen nach beiden Stromrichtungen bei eingeschaltetem zweiten Thermoelement von denen beim ersten eingeschlossen waren. Vor und nach jeder Bestimmung am Galvanometer erfolgte die Feststellung der Temperaturen an beiden Thermometern. So schien also alles vorbereitet, um die Messungen einwandfrei zu gestalten. Die Ergebnisse blieben unbefriedigend. Es konnte nur ermittelt werden, daß die Differenzen Δ, im Gegensatz zu ihrem Verhalten bei Zimmertemperatur, von etwa 30° bis 40° aufwärts positiv waren und blieben. Zwischen 14° und 24° waren die an den Thermometern beobachteten Temperaturdifferenzen bald kleiner, bald größer als die an den Thermoelementen festgestellten. Bei Temperaturen von 40° aufwärts zeigten dagegen die Thermoelemente regelmäßig eine höhere Temperatur an, als den Differenzen der Thermometer entsprach. Die Messungen ergaben ferner, daß sowohl Δ als die zuletzt genannten Unterschiede mit Zunahme der Temperatur im Ofen stiegen. Das Lot am höher erwärmten Thermoelement (T), das an Messing lag, floß wiederholt, obwohl die Ofentemperatur noch nicht 200° erreicht hatte.

Man erhält aus dem Verhalten den Eindruck, daß sich an den Grenzflächen des Kristalls bei niedrigen Temperaturen in Summa endothermische, bei höheren dagegen, exothermische Vorgänge abspielen. Derartige endothermische Prozesse könnten etwa durch Umkehrung der vermuteten Wärmetönungen oder durch Umbildungen der beiden Schwefelkupfer hervorgerufen werden. Bei höheren Temperaturen dagegen treten, wie der Versuch mit dem Messingzylinder zu zeigen scheint, zu den Umsatzen durch Sulfidbildungen auch noch solche durch Oxydationen hinzu. So lange es nicht möglich ist, über die Vorgänge an einer Zuleitung allein Resultate zu gewinnen, wird es versagt bleiben, sich auch nur ein skizzenhaftes Bild des Chemismus zu verschaffen. Zweifellos beeinflußt auch das Fließen des Stromes die Vorgänge. Die merkwürdige Tatsache, daß der stabile Strom i_{21} zu keinem Ausgleich von T'_{21} und T''_{21} führt, wenn Δ vorher gleich Null war, dagegen zu einem raschen Ausgleich, sobald vorher $\Delta < 0$ gefunden worden war, läßt auf eine Verschiedenheit der chemischen Vorgänge durch den Strom schließen. —

Die thermoelektrischen Messungen.

Wenn an jeder Grundfläche eines Kristalls Übergangswiderstände gelagert sind, so wird sich polares Verhalten ausbilden können, sobald eine Thermokraft zwischen Metall und Kristall vorhanden ist, unabhängig von ihrer Richtung. Denn durch den Vektor π werden i_{21} und i_{12} bestimmt. Anders steht es, wenn, wie im Silberglanzdetektorsystem, eine Berührungsfläche übergangsfrei hergestellt wird. Dann zwingen die Beobachtungen anzunehmen, daß π die Richtung Kristall—Gasschicht—Messing vorgeschrieben ist. Silberglanz müßte sich somit thermoelektronegativ gegen das Zuleitungsmetall verhalten. Mit dem nur 4,2 mm hohen Zylinderchen aus diesem Erze ließ sich nur feststellen, daß der Thermostrom von der erhitzten Grundfläche durch die Gasschicht des Kondensators zum Metall floß. Der Annahme war damit entsprochen. Ein größerer einheitlicher Kristall aus diesem Erze konnte leider nicht beschafft werden.

Dagegen gelang es, die thermoelektrische Kraft von Bleiglanz messend zu verfolgen. Herr Prof. A. Tornquist hatte die Güte, ein großes Stück eines grob kristallinischen Aggregates, wahllos orientiert, aus Bleiberg in Kärnten, zur Verfügung zu stellen. Aus diesem Stück wurden zwei gleich große vierseitige Prismen geschnitten und ihre rechteckigen Grundflächen zunächst zwischen amalgamierte Bleiplatten gepreßt. Der Übergangswiderstand des ersten betrug 60 Ohm; dieser Wert wurde für die Messungen nicht tauglich erachtet. Den Kristall durchzog ein kaum haarbreiter Sprung. Zur Verwendung kam das zweite Prisma von 2,25 × 1,92 cm² Querschnitt und 2,4 cm Höhe mit einem Übergangswiderstand von nur 0,46 Ohm. Seine Dichte betrug 7,47. Das Prisma mit den gut haftenden Bleiplatten wurde zwischen zwei Messingwannen mit rechteckigen Grundflächen und einem Fassungsraum von je 300 cm³ in den Schraubstock gepreßt und durch Asbestplatten gegen ihn isoliert. Zwischen den dem Kristall zugekehrten Messingwänden der Behälter waren die Thermoelemente Eisen—Konstantan eingefegt. Eine Wanne wurde mit Wasser und Eis, die andere mit Anilin gefüllt. In die Mitte dieser Flüssigkeit tauchten zwei parallele Platten aus Eternit, die mit einer Heizspirale bewickelt waren. Zur Kontrolle tauchten in jede Wanne Thermometer in Zehntelgrade geteilt. Die mit den Leitungsdrähten verlöteten Lötstellen der Thermoelemente befanden sich wieder in Glasröhren, die in eine Glaswanne, gleichfalls mit schmelzendem Eise gefüllt, versenkt waren. Auch diese Wanne nahm ein Thermometer auf.

In der Literatur findet sich über das Verhalten des Bleiglanzes nur die dürftige Angabe: Schon Seebeck fand, daß die thermoelektrischen Kräfte der Erze groß seien und Bleiglanz sich thermoelektronegativ gegen Wismut verhalte. Die Messungen bestätigten die Angabe Seebecks. Das qualitative Verhalten ließ sich bereits mit dem Weston-Voltmeter feststellen. Die erwärmte Kristallfläche bildete den positiven Pol wie bei Silberglanz. Bei Temperaturdifferenzen von ungefähr 60° ergaben sich als elektromotorische Kraft etwa 0,01 Volt. Genaue Bestimmungen wurden mit dem Spiegelgalvanometer angestellt. Die Beobachtungen erfolgten in der Weise, daß der von den Thermoelementen und der am Kristall erzeugte Strom durch Galvanometer und Zuleitung erst in der einen, dann in der anderen Richtung floß. Zunächst wurden die Temperaturen mit den Thermoelementen gemessen. Darauf folgte die Messung am Kristall und zum Schlusse wurde wieder das an der Anilinwanne liegende Thermoelement verglichen, obwohl darauf geachtet worden war, daß der Heizstrom vorher so lange geschlossen blieb, bis keine Änderung mehr in der Temperatur des Bades zu beobachten war.

Die thermoelektrische Kraft des Bleiglanzes zeigte sich von der Temperatur nicht unbedeutend abhängig. Mit der Differenz der Temperaturen stieg sie von 156 bis 165 $\frac{\text{Mikrovolt}}{1^0\,\text{C}}$ an. Das zweite mit der Differenz der Quadrate der Temperaturen verbundene Glied war demnach nicht zu vernachlässigen. Die Rechnnng führte zur Gleichung:

$$\pi = 143{,}70\,(t_2 - t_1) + 0{,}235\,(t^2{}_2 - t^2{}_1)\ \text{Mikrovolt}$$

In der folgenden Tabelle sind die beobachteten und die berechneten Werte zum Vergleich nebeneinander gestellt.

$t_2 - t_1$	$\pi \times 10^6$ Volt beob.	$\pi \times 10^6$ Volt ber.
11°,5	1 694	1 694
28°,1	4 255	4 272
36°,3	5 585	5 607
57°,1	8 970	9 128
64°,4	10 685	10 329
74°,5	12 125	12 098
80°,4	13 290	13 340

A. Abt[1]) hat die thermoelektrische Kraft eines Antimon-Wismutpaares zu 0,00524 Volt zwischen 0° und 100° ermittelt. Bezieht man auf diese thermoelektrische Kraft als Einheit, so ergibt sich für Blei—Bleiglanz zwischen denselben Temperaturen der 3,2fache Wert.

Graz, Zweites Phys. Inst. der Techn. Hochschule, 6. März 1920.

(Eingegangen 12. März 1920.)

1) A. Abt, Ann. d. Phys. (IV), **2**, 277, 1900.

Über neue Apparate und Messungen im langwelligen Spektrum.

Von Holjer Witt.

(Vorläufige Mitteilung.)

Die theoretischen Untersuchungen, die auf Grund der Bjerrumschen Auffassung über die Absorption der Gase im Ultrarot ausgearbeitet sind, haben es von Bedeutung gemacht die Absorption im Rotationsgebiete verschiedener Gase näher experimentell zu prüfen. Von genaueren Messungen auf diesem Gebiete liegen bisher nur die von H. Rubens und G. Hettner[1]) über das langwellige Wasserdampfspektrum vor, die sich bis etwa 35 μ strecken. Im langwelligeren Bereich hat Rubens[2]) auf indirektem Weg durch die Reststrahlenmethode einige Absorptionsstreifen des Wasserdampfes aufgesucht und die Wellenlängen bestimmt. Seit einigen Jahren habe ich mich bemüht, eine Apparatur herzustellen, mit welcher auf direktem Weg eine systematische genaue Messung der Absorption auch im sehr langwelligen Gebiete ausgeführt werden könnte. Es ist mir gelungen, ein Radiomikrometer von sehr großer Empfindlichkeit und einen Spiegelspektrometer von geeigneter Konstruktion herzustellen, mit deren Hilfe die Absorption des Wasserdampfes im Gebiete 80—160 μ auf direktem Weg sich bestimmen ließ.

Im Prinzip schließt sich der Radiomikrometer dem zuerst von Boys angegebenen Typus an. Das magnetische Feld wird hervorgebracht durch vier Stahlmagneten von derselben Art wie diejenigen, die zu Telephoninduktoren Verwendung finden. Die Magneten konnten durch einen kräftigen Elektromagnet ersetzt werden. Durch einen kupfernen Trichter wurde die Strahlung auf die Lötstelle des Thermoelements konzentriert; die innere Öffnung hatte einen Diameter von 1,5 mm, die äußere war mit einem Quarzfenster von 0,13 mm Dicke und 13 mm Diameter geschlossen. Durch eine mit einer Glasscheibe bedeckte Öffnung

1) Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akad. d. Wissensch. **7**, 167, 1916.

2) Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akad. d. Wissensch. **28**, 513, 1913; **7**, 169, 1914.

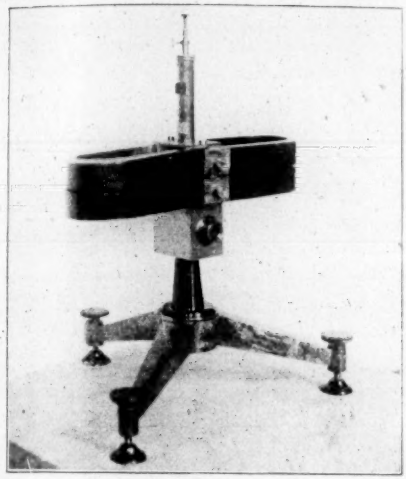


Fig. 1.

auf der Rückseite konnte der Apparat einjustiert werden.

Das größte Gewicht wurde darauf gelegt, das bewegliche System wie auch den Ablesungsspiegel vollkommen unmagnetisch zu machen. Zu diesem Zweck wurde der Radiomikrometer mit dem Elektromagnet aptiert, und das zu verwendende Material sorgfältig geprüft. Die Ablesungsspiegel wurden von sehr dünnem Deckglas angefertigt, das mit einer Pinzette in quadratische Stückchen gebrochen wurde. Die Gläser wurden auf eine Glasscheibe festgedrückt und auf chemischem Weg eine von jeder Verunreinigung befreite Silberschicht auf ihnen niedergeschlagen. Da das Glas magnetisch ist, die angeschlagene Silberschicht aber diamagnetisch, konnte bei einer ganz bestimmten Dicke der Belegung erreicht werden, daß der erhaltene Spiegel unmagnetisch wurde. Der Spiegel wurde auf einem dünnen Quarzfaden befestigt und in die Röhre des Radiomikrometers in etwa 45° Winkel gegen das Magnetfeld aufgehängt. Beim Schließen des elektrischen Stromes gaben die besten Spiegel nur einen Ausschlag von etwa 0,1 mm bei 1 m Skalenabstand. Der Spiegel wurde mit ein wenig Kanadabalsam auf einem unmagnetischen Kupferdraht befestigt, der an einem dünnen einige cm langen Quarzdraht aufgehängt, das bewegliche System in einem Häkchen am Ende tragen sollte. Die unmagnetischen Kupferdrähte, die auch zu der Schlinge des Systems verwendet wurden, wurden auf folgende Weise angefertigt. Ein Kupferdraht von 0,2 mm Diameter wurde durch Ätzung mit verdünnter Salpetersäure von den äußeren, von Eisen am meisten verunreinigten Schichten befreit. Nur ein sehr dünner Draht blieb übrig, der sich bei Prüfung als magnetisch erwies. Nach Polierung mit Sämischleder wurde der Draht in ein elektrolytisches Kupferbad eingehängt, wobei auf der Fläche ein diamagnetisches Lager von reinem Kupfer ausfiel. Die Drähte wurden nach und nach auf dieselbe Weise wie die Spiegel geprüft; am Ende dauerte die Ausfällung nur ein Paar Sekunden. Damit wurde erreicht, daß das ausgefällte diamagnetische Kupfer die magnetischen Wirkungen der inneren Kerne aufhob und ein vollkommen unmagnetischer Draht erhalten wurde, der bei Prüfung einen kaum merkbaren Ausschlag gab. Die Drähte des Thermoelements wurden nicht wie üblich durch das Ausgießen der schmelzenden Legierungen auf eine rotierende Platte, sondern in eine sehr rasch rotierende zylindrische Schale erhalten. Die schmelzende Masse fließt gegen die Wand und erstarrt in Form langer dünner Drähte. Ich habe eine Anzahl verschiedener Legierungen geprüft; die Thermoelemente der besten Systeme bestanden von I. 95 Proz. *Bi*, 5 Proz. *Sn*. II. 97 Proz. *Bi*, 3 Proz. *Sb*. Eine 0,05 mm dicke Silberplatte wurde mit verdünnter Salpetersäure geätzt, bis eine Folie von nur 0,005 mm übrig blieb, eine runde Platte wurde von solcher Größe ausgeschnitten, daß sie die innere Öffnung des Lichttrichters vollkommen bedecken sollte. Die Drähte wurden mit ein wenig Woods-Metall an die Silberplatte befestigt; die Enden des zu einem Bügel geformten unmagnetischen Drahtes wurden verzinnt und mit Woods-Metall überzogen; der Bügel wurde auf einem Korkklotz mit Stecknadeln befestigt und so angebracht, daß die Enden gegen die Enden der Drähte des auf eine Marmorplatte gelegten Thermoelements leicht drückten. Mit einer Mikroflamme wurde das Ganze zusammengelötet. Als Schwärzungsmittel verwendete ich nach dem Beispiel Rubens' ein Gemisch von Ruß und Wasserglas. Die besten Systeme gaben bei einem Skalenabstand von 1 m für eine Hefnerlampe in einem Abstand von 3 m einen Ausschlag von etwa 150 Skalenteilen. Der Ausschlag war aperiodisch und die Schwingungsdauer betrug einige Sekunden. Durch Anbringen des Elektromagneten konnte der Ausschlag vielfach vergrößert werden, aber die Fehlerquellen auf Grund der Erwärmung durch den elektrischen Strom waren sehr groß. Ich habe bei meinen Messungen nur die Stahlmagneten verwandt, da ich für meine Zwecke

mit dieser Empfindlichkeit sehr wohl auskommen konnte. Der ganze Apparat war in Watte eingebettet und in ein Pappenhaus mit von Watte gefüllten Wänden gebracht, das zwei Öffnungen hatte, eine zur Einlassung der zu messenden Strahlung und eine — mit einer Glasscheibe bedeckten — für die Spiegelablesung. Eine Wanderung des o-Punktes, hauptsächlich durch die Skalenbelichtung — diese war soviel wie möglich eingeschränkt — und durch die Nähe des Observators hervorgebracht, war nicht zu vermeiden. Da die Wanderung das o-Punktes während einer Messungsreihe etwa linear folgte, wurde dieser Einfluß durch Ablesungen mit konstantem Zeit-

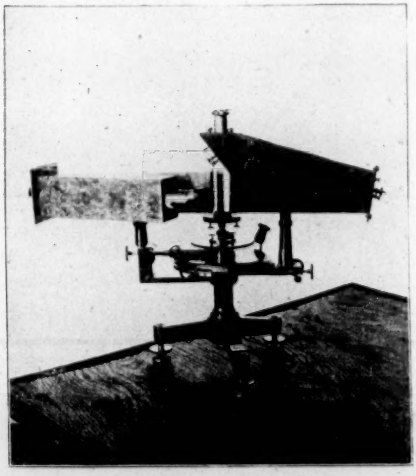


Fig. 2.

intervall und durch Wiederholung der Ablesungen wegeliminiert. Viel schwerer war es der Einfluß atmosphärischen Störungen zu entgehen, gegen diese war nichts anderes zu tun, als eine günstige Wetterlage abzuwarten.

Fig. 2 zeigt das Äußere des Spektrometers, in Fig. 3 wird der Strahlengang schematisch skizziert. Die Strahlung des belichteten Spalts S_1, der sich in der Brennebene der Hohlspiegel A, von einer Brennweite von 35,5 cm, befindet, wird von diesem Spiegel parallel gemacht und nach Durchgang des Drahtgitters G, das in der Verlängerung der Drehachse des Spektrometers aufgestellt ist, von dem Hohlspiegel B — von derselben Brennweite wie A — aufwärts gerichtet und auf den Spalt S_2 konzentriert. Die Spektrometerspiegel, wie auch die Spiegel, die zur Konzentrierung der Strahlung auf die Lötstelle der Thermoelemente dienten, wurden durch Flächenversilberung und Polierung von runden Brillengläsern angefertigt. Die Spiegel B und P und der Spalt S_2 sind auf dem beweglichen Arm des Spektrometers befestigt. Ein verkleinertes Bild von dem Spalt S_2 wird mit Hohlspiegeln auf die Lötstelle des Thermoelements konzentriert. Bei Drehung des Spektrometerarms dreht sich das Bild des Spaltes S_2 auf der Lötstelle. Man gewinnt damit den Vorteil, sehr verschiedene Wellenlängenbereiche durch eine einfache Drehung des Spektrometerarms aufnehmen zu können. Zur Anfertigung des Gitters wurde von einem nach der Länge in zwei gleiche Teile gespaltenen und wieder zusammengelöteten Messingstab eine Präzisionsschraube von 0,3 mm Steighöhe angefertigt,

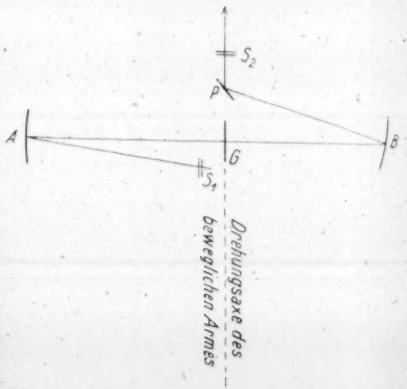


Fig. 3.

die Teile wieder gespalten und als die gegeneinanderliegenden Seiten eines Messingrahmens angebracht. Es brachte einige Schwierigkeiten, Drähte von überall gleicher Dicke zu erhalten, da infolge des Weltkriegs keine Ziehscheiben zu erhalten waren, aber dank der Geschicklichkeit des Herrn Mechanikers J. Ahlström, der mir achatene Ziehscheiben ausgeschliffen hat, konnte ich sehr gute Silberdrähte von einem Diameter von etwa 0,17 mm ziehen. Es war nicht möglich, Drähte von der halben Gitterkonstanz zu erhalten, wobei die Spektra von jeder zweiten Ordnung ausfallen. Bei der von mir benutzten Drahtdicke aber fielen die Spektra von jeder dritten Ordnung aus. Der Draht wurde auf den Rahmen gewickelt, durch eine besondere Einrichtung gespannt, auf die Schrau-

benhälfte mit Roses Metall gelötet und die Drähte auf der Rückseite weggeschnitten. Das Gitter hatte eine Höhe von 4 cm und eine Breite von 3 cm. Die Gitterkonstanz wurde mit Teilungsmaschinen zu 0,30005 mm bei 18° bestimmt. Eine spektrometrische Bestimmung der Lage der Natriumstreifen bis zu der 30. Ordnung ergab den Wert 0,2999 mm. Das Spektrum von der ersten Ordnung war sehr scharf. Nachdem ich einige Messungsreihen über das Absorptionsband des Chlorwasserstoffs bei 3,5 μ aufgenommen hatte, wobei sich zeigte, daß die Apparate in diesem Gebiet sehr wohl zu brauchen sind, habe ich mich mit Aufnahme von Energieverteilungskurven für Auerbrenner von verschiedenen Zusammensetzungen innerhalb des langwelligen Emissionsgebiets beschäftigt. In den Strahlengang war eine planparallele Quarzscheibe von 4 mm Dicke eingesetzt. Da der Quarz die Strahlung von 4,5 μ bis etwa 70 μ sehr wenig durchläßt und Verunreinigungen von einer Wellenlänge kleinerer als 4,5 μ nur in Spektra von so hohen Ordnungen vorkommen konnten, daß keine meßbare Intensität mehr zu erwarten war, so war nur bei den größeren Wellenlängen mit einer kleinen Beimengung von der Strahlung zweiter Ordnung zu rechnen. Zur ferneren Herabdrückung des Einflusses kurzwelliger Beimischungen bestand der Klappschirm, welcher die Strahlung in den Radiomikrometer durch Hebung eintreten läßt, aus einer Steinsalzplatte von etwa 2 mm Dicke. Die Steinsalzplatte läßt die kurzwellige Strahlung hindurch, absorbiert aber die langwellige.

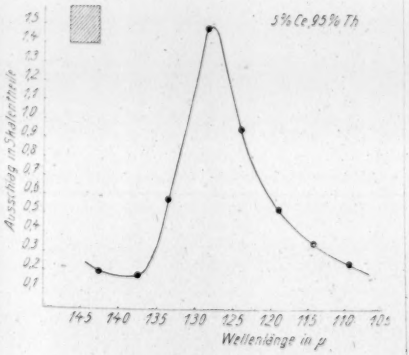


Fig. 4.

Fig. 4 zeigt eine Energieverteilungskurve für einen Brenner, der 5 Proz *Ce*, 95 Proz. *Th* enthält, Fig. 5 die für einen Auerstrumpf von

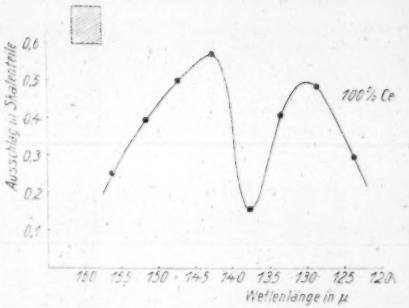


Fig. 5.

100 Proz. *Ce*. Die Observationen sind bei der zweiten Kurve bis zu größeren Wellenlängen ausgedehnt, und ein sehr ausgeprägtes Minimum ist wahrzunehmen. Da die Absorption des Wasserdampfs in dem Rotationsgebiet sehr stark ist, lag es nahe anzunehmen, daß wir es hier mit einem Absorptionsstreifen zu tun hatten, der durch den Wasserdampf im Strahlengang (von der Länge 2,05 m) hervorgebracht war, und es war daher von Interesse die Messungen über einen größeren Wellenlängenbereich auszudehnen. Mit einem Brenner von 100 Proz. *Th* wurde eine Messungsreihe aufgenommen (Fig. 6); die

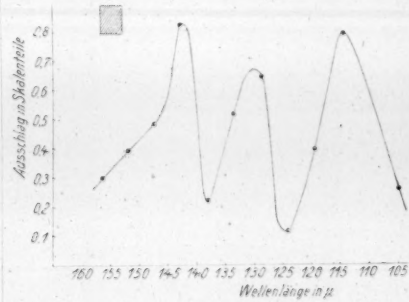


Fig. 6.

zuerst gefundene Einsenkung war vorhanden, und eine neue wurde gefunden. Mit dem *Th*-Brenner habe ich eine neue Messungsreihe von der größten bisher erreichbaren Genauigkeit aufgenommen und dabei mehrere neue Einsenkungen wahrgenommen. Das Resultat (Fig. 7) wurde mit mehreren Kontrollmessungen geprüft. Die Lage der Minima stimmt im allgemeinen mit der aus den kurzwelligen Absorptionsstreifen des Was-

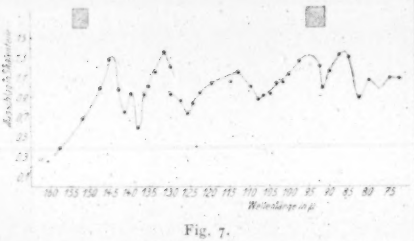


Fig. 7.

serdampfs berechneten Lage der Absorptionsstreifen im Rotationsgebiet wohl überein. Die folgende Tabelle[1]) zeigt die aus der von Eva v. Bahr gemessenen Werten der kurzwelligen Absorptionsstreifen berechneten Lage des Wasserdampfbands in diesem Wellenlängenbereich. In der ersten Kolumne sind die aus dem kurzwelligen Ausläufer, in der letzten die aus dem langwelligen des Absorptionsstreifens bei 6,26 μ berechneten Lage der Rotationsstreifen, und in der Mitte die von Rubens mit der Reststrahlenmethode gefundenen Streifen angegeben.

172		170
124		128
109	106	109
92		91
79	79	81

Wir finden in der Energieverteilungskurve Einsenkungen bei 125, 106, 91 μ wieder. In der Nähe von 80 μ sind, wie auch eine Kontrollserie zeigt, zwei Einsenkungen vorhanden. Durch die Untersuchungen H Rubens' über die Absorption des Quarzes[2]) wird es wahrscheinlich gemacht, daß ein Absorptionsmaximum für den ordentlichen Strahl in der Nähe von 82 μ vorhanden ist, und es scheint mir natürlich, dem einen Streifen die Absorption des Quarzes zuzuschreiben, den anderen mit dem Wasserdampfstreifen bei 79 μ zu identifizieren. Der Streifen bei etwa 138 μ ist nicht unter den berechneten Streifen zu finden. Es ist möglich, daß bei diesen großen Wellenlängen die Beimengungen von Strahlen der zweiten Ordnung auf den Verlauf der Energieverteilungskurve merkbar eingewirkt haben, es ist aber kaum denkbar, daß die sehr ausgeprägte Einsenkung nur durch Verunreinigungen der zweiten Ordnung — es ist ein Absorptionsstreifen bei 69 μ vorhanden — hervorgerufen ist, wofür es wahrscheinlich ist, daß auch bei 138 μ ein Absorptionsmaximum des Wasserdampfs vorhanden ist.

Lund, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1920.

(Eingegangen 2. März 1920.)

1) Vgl. Rubens, Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akad. d. Wissensch. **7**, 177, 1916.

2) Sitzungsber. d. Königl. Preuß. Akad. d. Wissensch. **28**, 547, 1913.

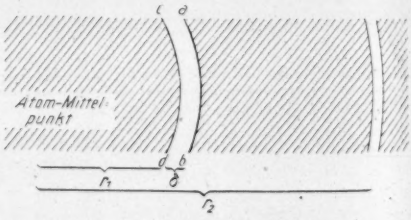
Der Zusammenhang der optischen und der Röntgenspektren.

Von E. Gehrcke.

Bekanntlich hat Sommerfeld[1]) die Feinstruktur der Spektrallinien, z. B. der Doppellinie H_α theoretisch abgeleitet. Diese Ableitung läßt sich wesentlich einfacher gestalten, wenn man ein Atommodell in der von mir entwickelten Form benutzt.

Ich habe an meinem Modell, das sich in seinen geometrischen Abmessungen vom Bohrschen H-Modell durch den Faktor 2 unterscheidet (derart, daß alle den positiven Kern umgebenden Ringbahnen doppelt so große Radien haben als bei Bohr) zur Ableitung der Balmerschen Serie die Hypothese des Äthers gebraucht[2]).

Es mußten in dem Äther, der den Atomkern umgibt, ringförmige, konzentrische „Sprungstellen" angenommen werden, d. h. ringförmige Stufenzonen, die von Äther frei sind, und an denen das von einer Stufe auf die andere herabfallende Elektron hängen bleibt, wenn es seine Schwingungen ν in senkrechtem Aufprall auf die Stufenfläche vollzieht. Es war bisher nicht näher auf die Dicke dieser Stufenflächen Rücksicht genommen worden. Wenn wir nunmehr jeder Stufenzone eine bestimmte Dicke δ zusprechen, so kann also das herabgefallene Elektron entweder auf der äußeren Äthergrenz-



fläche ab der Stufe (vgl. die Figur) oder auf der inneren Äthergrenzfläche cd der Stufe hängen bleiben, im ersten Fall hat es einen geringeren

1) Siehe besonders Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Braunschweig 1919.

2) Gehrcke, diese Zeitschr. **15**, 123, 1914.

Teil seiner potentiellen Energie verloren, im zweiten einen größeren, so daß also die Schwingungszahlen ν_a auf der äußeren Fläche ab etwas kleiner als die Schwingungszahlen ν_i auf der inneren Fläche cd sein müssen. Es wird hiernach also die Balmersche Serie eine Feinstruktur haben müssen, indem sie aus einer Serie von Doppellinien besteht.

Man findet somit:

$$h\nu_a = \frac{e^2}{r_1+\delta} - \frac{e^2}{r_2},$$

$$h\nu_i = \frac{e^2}{r_1} - \frac{e^2}{r_2},$$

also:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{e^2}{h}\left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1+\delta}\right].$$

Da

$$r_1 = 4r_0,$$

so folgt:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{e^2}{16 r_0 h}\cdot\frac{\delta}{r_0\left(1+\frac{\delta}{4r_0}\right)} = \frac{N}{16}\cdot\frac{\delta}{r_0\left(1+\frac{\delta}{4r_0}\right)},$$

wo N die Rydbergsche Konstante.

Sofern $\frac{\delta}{r_0}$ sehr klein, folgt:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{N}{16}\cdot\frac{\delta}{r_0}.$$

Es entsteht nun die Frage: Wie groß ist δ?

Wir setzen (durch den Erfolg, wie sich sogleich zeigen wird, gestützt) δ gleich der dreifachen Größe eines Elektronenradius a an, also:

$$\delta = 3a = \frac{2e^2}{mc^2}. \qquad (1)$$

Da

$$r_0 = \frac{h^2}{2\pi^2 m e^2}$$

(vgl. die genannte Arbeit S. 124, Gleichung [10]), so folgt mithin:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{N}{16}\cdot\frac{4\pi^2 e^4}{h^2 c^2}. \qquad (2)$$

Dies ist die Sommerfeldsche Formel für die Feinstruktur. Man wird zugeben müssen, daß die hier gegebene Ableitung konsequent und wesentlich einfacher ist als die Sommerfeldsche Ableitung, die „drei Hauptströme der modernen theoretisch-physikalischen Forschung: die Elektronentheorie, die Quantentheorie und die Relativitätstheorie“[1]) benötigte. — Wir kommen hier mit der Elektronentheorie und mit der Annahme eines anschaulichen, widerspruchslosen Atommodells völlig aus und es ist durchaus nicht notwendig, mit Sommerfeld anzunehmen, daß (l. c., S. 335) die „Feinstruktur .... ein augenfälliges Anzeichen nicht nur für das tatsächliche Vorkommen der Ellipsenbahnen, sondern auch für die Veränderlichkeit der Elektronenmasse und für das Vorrücken des Perihels in diesen Bahnen“ ist.

Für die Ableitung komplizierterer Feinzerlegungen als der Dupletts sind natürlich weitere Annahmen nötig, was hier übergangen werden möge. Wir wollen lieber nach den Doppellinien der Röntgenspektren fragen. Diese sind bei Wasserstoff nicht beobachtet, wir müssen also ein Atom mit hohem Atomgewicht, etwa der Ordnungszahl Z, zugrunde legen. Die Frage lautet hier so: wie stellt sich bei einem solchen Atom das Ringsystem der ringförmigen Stufenflächen her? Bei dem einfachen Wasserstoffatom war angenommen:

$$r_{p-1} = p^2 \cdot r_0$$

[vgl. meine oben genannte Arbeit Gleichung (1), l. c., S. 124].

Daß die Radien der Stufenflächen im Äther bei einem Atom der Nummer Z nach demselben Gesetz wie bei Wasserstoff entstehen, ist physikalisch unwahrscheinlich, da wir uns hier in dem starken elektrischen Felde zwischen innerem positivem Kern und äußerem Elektronenring befinden. Wir setzen demgemäß voraus, daß die Grundentfernung r_0 hier eine andere ist, und zwar — wieder durch den Erfolg gestützt — um das $(Z-1)$fache verkleinert; daß also

$$r_{p-1} = p^2 \cdot \frac{r_0}{(Z-1)}. \qquad (3)$$

Ferner nehmen wir an, daß bei den hohen Atomgewichten von dem äußeren Elektronenring des Atoms ein Elektron fortgenommen ist und dem Kerne nahe sitzt[1]). So erhalten wir ganz analog wie beim Wasserstoff:

$$h\nu = \frac{(Z-1)e^2}{r_{p-1}} - \frac{(Z-1)e^2}{r_{q-1}} = (Z-1)e^2\left(\frac{(Z-1)}{p^2 r_0} - \frac{(Z-1)}{q^2 r_0}\right). \qquad (4)$$

Also:

$$\nu = (Z-1)^2 \cdot N\cdot\left(\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2}\right). \qquad (5)$$

Dies ist für $p=1$, $q=2$ die bekannte Moseleysche Formel für die Röntgenspektren K. Sie ergibt auch die Struktur eines optischen Heliumspektrums, da hier statt $Z-1$ einfach Z (nämlich $=2$) zu setzen ist.

1) Sommerfeld l. c., S. 370.

1) Herr Sommerfeld macht diese Annahme nicht; vgl. l. c., S. 260.

Es sei bemerkt, daß diese Ableitung die von dem äußeren Elektronenring herrührende Abstoßung auf das fallende Elektron vernachlässigt. Hieraus — und auch aus anderen Umständen — ist eine Korrektion der Moseleyschen Formel, die tatsächlich beobachtet ist, ersichtlich, aber es soll hier auf diesen Punkt nicht näher eingegangen werden.

Die Feinstruktur der Röntgenlinien ist ähnlich wie diejenige der optischen Spektren zu behandeln. Wir setzen analog Gleichung (4):

$$\left.\begin{aligned} h\nu_a &= \frac{(Z-1)e^2}{r_1+\delta'} - \frac{(Z-1)e^2}{r_2}, \\ h\nu_i &= \frac{(Z-1)e^2}{r_1} - \frac{(Z-1)e^2}{r_2}. \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

Also:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{e^2}{h}(Z-1)\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_1+\delta'}\right). \qquad (7)$$

Nun ist über die Dicke δ' der Stufenfläche, die unter der Wirkung des $(Z-1)$fach geladenen Kerns steht, zu verfügen. Wir werden δ' als vergrößert voraussetzen; dies ist physikalisch dadurch plausibel, daß der im elektrischen Kraftfeld befindliche Äther in Richtung der Kraftlinien sich kontrahiert, also die Dicken δ der Ringe aus Ätherakuum sich vergrößern, und zwar um das $(Z-1)$fache. Also setzen wir:

$$\delta' = \delta \cdot (Z-1). \qquad (8)$$

Dann folgt mithin:

$$\nu_i - \nu_a = \frac{e^2}{h}(Z-1)\left(\frac{1}{\frac{p^2 r_0}{Z-1}} - \frac{1}{\frac{p^2 r_0}{Z-1} + \delta(Z-1)}\right) = N(Z-1)^2 \cdot \left(\frac{\delta(Z-1)^2}{p^4 r_0 + p^2(Z-1)^2 \cdot \delta}\right),$$

$$= \frac{N}{p^4}(Z-1)^4 \cdot \frac{\delta}{r_0\left(1 + \frac{(Z-1)^2}{p^2}\cdot\frac{\delta}{r_0}\right)}.$$

Sofern $\frac{\delta}{r_0}$ klein, wird dies

$$\nu_i - \nu_a = \frac{N}{p^4}\cdot(Z-1)^4 \cdot \frac{\delta}{r_0} = \frac{N}{p^4}(Z-1)^4 \cdot \frac{4\pi^2 e^4}{h^2 c^2}. \qquad (9)$$

Dies ist die Sommerfeldsche Formel für die Feinstruktur der Röntgenspektren.

Es sei bemerkt, daß die gegebene Ableitung nicht beansprucht, die einzig mögliche zu sein, und daß man auch auf andern Wegen zu der Endformel gelangen kann; sie zeigt aber, daß man auf sehr einfache Weise zu den Röntgendupletts gelangen kann. Natürlich ist das Modell für die feineren Einzelheiten weiter ausbaufähig.

Es sei schließlich zusammenfassend einiges über die Röntgenspektren gesagt, wie sie sich im Zusammenhang mit den optischen Spektren im Atommodell darstellen. Wir haben einen positiv geladenen Kern, der umgeben ist von Athersprungflächen der Radien $r_0, r_1, r_2, r_3, r_4 \ldots$. Es ist allgemein für hohe Atomgewichte:

$$r_p = p^2 \frac{r_0}{Z-1}$$

(von den kleinen Dicken der Stufenflächen sei im Augenblick abgesehen).

Für niedere Atomgewichte ist:

$$r_p = p^2 \cdot \frac{r_0}{Z}.$$

Der Größe r_0 entspricht $p = 1$, d. h. der K-Ring
„ „ r_1 „ $p = 2$, d. h. der L-Ring;
„ „ r_2 „ $p = 3$, d. h. der M-Ring
usw.

Für Wasserstoff ist
- der K-Ring identisch mit dem Ring der Lyman-Serie,
- der L-Ring identisch mit dem Ring der Balmer-Serie,
- der M-Ring identisch mit dem Ring der ultraroten Bergmann-Serie.

Außerhalb des Bezirks der K-, L-, M-Ringe liegt bei den hohen Atomgewichten der äußere Elektronenring; ein Elektron desselben aber liegt im Innern dem Kern nahe. Dieses Elektron muß, da es beim Fall eines anderen Außenelektrons in den Kern Energie übertragen erhält, geringe Abweichungen von den obigen Formeln bedingen, die sich z. B. darin äußern, daß das Ritzsche Kombinationsprinzip zwar näherungsweise, aber nicht genau stimmt.

Daß das Fallen eines Elektrons aus der Ferne in die Nähe des Kerns die Veranlassung zu Schwingungen abgibt, ist nichts anderes als die ursprünglich von Lenard für das Leuchten der Phosphore ausgesprochene Vorstellung. Diese ist von Bohr auf die Gase übertragen und als zwischen diskreten Ringsystemen erfolgend spezialisiert worden, dann weiterhin von mir dahin spezialisiert, daß die Schwingungen an der Auftreffstelle des Ringes, an dem das Elektron endet, und [bei den Serienlinien][1] senkrecht zur Ringfläche (also in Richtung eines Atomradius) erfolgen. Bohr hat das Springen des Elektrons von Stufe zu Stufe zur Ableitung besonders der H- und He-Spektren

1) Bei den Bandenlinien parallel der Ringfläche.

angewandt, darauf habe ich es besonders zur Ableitung der Alkalidupletts und der verschiedenen Alkaliserien benutzt; und schließlich hat es Kossel auf die Röntgenspektren übertragen. Ich möchte es für wahrscheinlich halten, daß man bei konsequentem Festhalten an den klaren und einfachen Grundlagen des Atommodells der Nachahmung der Natur bisher am nächsten gekommen ist.

(Eingegangen 2. März 1920.)

Über die Ursache der Wirksamkeit der Strahlungsdetektoren und des Elektronenrelais.

Von Ewald F. W. Rasch.

F. Streintz und A. Wesely zitieren in dieser Zeitschrift, in ihrer Arbeit „Über unipolare Leitung an Kristallen“ [1]) aus einem Nachrufe auf Ferdinand Braun [2]) die Ansicht, daß die Natur der Erscheinungen, welche die Wirksamkeit der Detektoren bedingen, sowohl Braun selbst wie auch anderen „noch immer rätselhaft geblieben“ sei, obwohl dieselben in der drahtlosen Telegraphie längst eine wichtige praktische Rolle erlangt haben.

Auch ich vermag im Einklang mit F. Streintz und A. Wesely diese Ansicht nicht zu teilen und kann mich auf meine nachstehende an F. Braun gerichtete briefliche Mitteilung vom 13. April 1903 beziehen, in der ich das wirksame energetische Prinzip des Strahlungsrelais dargelegt habe und der ich inhaltlich auch heute nichts Wesentliches hinzuzufügen wüßte.

„Seit mehreren Jahren interessiert mich die technische Aufgabe eines Translators, der möglichst von retardierend wirkenden Massenbeschleunigungen frei sein soll (cf.-DRP. 116850). Bei dieser Gelegenheit wurde ich auf eine Seitenidee geführt, die ich für elegant halte, zu deren Verifizierung mir jedoch Zeit und ein geeignetes Laboratorium fehlt.“

„Es handelt sich um ein energetisches Relais, d. h. um ein Relais, bzw. ein bolometerartiges Instrument, das auf energetische Strahlen — bei deren Absorption — anspricht, eventuell auch selektiv absorbierend wirkt.“

„Ich bin daher der Meinung, daß meine Mitteilungen vielleicht Ihr Interesse finden könnten.“

„Im letzten Grunde handelt es sich um folgendes Prinzip:

Die Erwärmung von Leitern zweiter Klasse hat einen enormen Anstieg der Leitfähigkeit derselben im Gefolge.“

„Leitet man nun die Erwärmung eines derartigen Rezeptors eventuell periodisch ein, so kann man in einem, diesen Widerstand durchfließenden Stromkreis synchrone Stromschwankungen erzeugen, deren Amplitude den primären Schwankungen im Exponenten proportional sind.“

„Aus Versuchen über die Leitfähigkeit von festen Leitern zweiter Klasse [1]) finde ich, daß der Widerstand $(W)_a$ von solchen durch die Differentialgleichung

$$\frac{dW}{W} = -m\frac{dT}{T^2}; \qquad m = \text{const.}$$

in sehr weiten Grenzen wiedergegeben wird; einer Gleichung, die ihrem Bau nach der van t'Hoffschen Reaktionsisochore entspricht und somit auch theoretisch wahrscheinlich ist.“

„Dieser rapide Anstieg der Leitfähigkeit mit der Temperatur eines stromführenden Leiters zweiter Klasse läßt sich nun — mit sicherer Aussicht auf Erfolg — für Bolometer, wahrscheinlich jedoch auch als Empfänger für elektrische Wellen verwenden.“

„Ich behandle im nachstehenden — um nicht zu weitschweifig zu werden — die Aufgabe lediglich an der Hand eines bolometerartigen Apparats. Für Bolometer benutzt man zurzeit lediglich metallische Leiter (Pt) in der hierbei zu erreichenden Feinheit (Rübens u. a.). Ich schlage vor, an deren Stelle dünne Schichten von Leitern zweiter Klasse (Oxyde, Sulfide, Selenide) zu benutzen, deren Temperaturkoeffizient dem absolutem Betrage nach etwa sechsmal so groß ist.“

„Bolometer bzw. Kohärer dieser Art lassen sich in sehr einfacher Weise, wie folgt herstellen. Ein Plättchen h aus Glimmer, Schiefer, Glas oder dgl. erhält einen metallischen Belag nach Art der Silber- bzw. Pt-Spiegel, an dem die Stromzuführungen ll mit sicherem Kontakt liegen. Man deckt dann das ganze

1) Diese Zeitschr. **21**, 42, 1920.
2) Diese Zeitschr. **19**, 537, 1918.

1) Verf. hat inzwischen bekanntlich nachgewiesen, daß dasselbe Gesetz auch für die Elektronenströmung (in Vakuumröhren, Verstärkerröhren u. dgl. vgl. D.R.P. 117214 (1899) strenge Gültigkeit besitzt. Die Konstante m besitzt für Oxydkathoden etwa den Wert 38500. Ausführlichere Einzelheiten über diese Fragen sind in meinem Buche „Das elektrische Bogenlicht“ (1910, Vieweg & Sohn, Braunschweig) und in der englischen Ausgabe desselben (1913, Nostrand & Co., New York) dargelegt worden.
Anm. d. Verf.

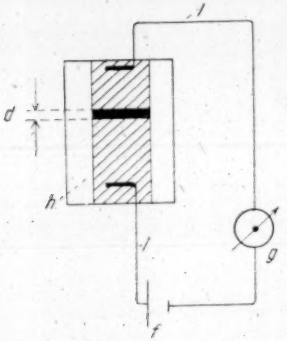


Fig. 1.

Plättchen bis auf den Streifen *d* mit einem Lack oder dgl. ab und taucht dann dasselbe in Schwefelwasserstofflösung (Schwefelammonlösung oder dgl.). Hierdurch wird dann das auf dem Streifen *d* befindliche Metall in eine Schicht von Schwefelmetall (Silber – Schwefelsilber) umgewandelt."

„In ähnlicher Weise kann man auch Oxydbolometer usw. in beliebiger Feinheit herstellen."

„Handversuche mit einem kleinen Apparat mit Schwefelsilber ergeben sehr zufriedenstellende Resultate.

Auch bei Kohärern, bei denen zurzeit Metallkontakte in Anwendung kommen, wird man sicher mit Vorteil diese Metalle an den Kontaktstellen zweckbewußt mit einem Überzug von Leitern zweiter Klasse versehen. (Vgl. Fig. 2.) Z. B. Stahlkugeln versilbern,

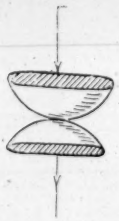


Fig. 2.

dann den Silberbelag in Schwefelsilber umwandeln (vgl. auch DRP. 116850).

Ich halte übrigens die Kohärerwirkung für eine reine Wärmewirkung auf stromdurchflossene Kontakte."

„Ich würde mich freuen, falls Sie diese Anregung durch Versuche verfolgen oder falls Sie wenigstens einen Ihren Herren Doktoranden für eine derartige experimentelle Arbeit, die nicht nur von wissenschaftlichem Wert ist, erwärmen würden."

„Ihren freundlichen Rückäußerungen sieht entgegen mit vorzüglicher Hochachtung ergebenst

Potsdam, den 13. April 1903.

Ewald Rasch, Oberingenieur."

(Eingegangen 2. März 1920.)

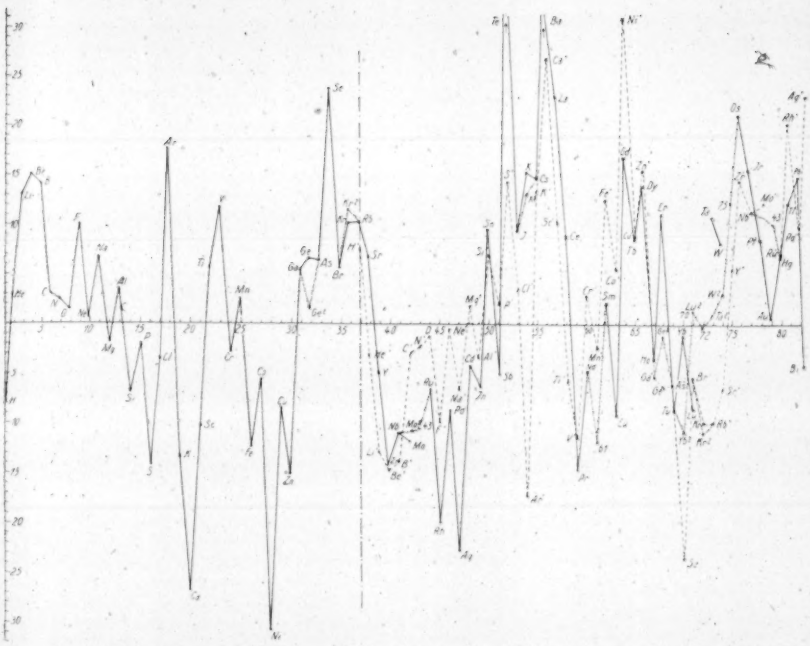
Über eine neue periodische Beziehung zwischen den Atomgewichten der chemischen Elemente. II. Das Gesetz der gespiegelten Reste.

Von Karl Fehrle.

Vorliegende Arbeit bildet die Fortsetzung meiner kürzlich unter demselben Titel erschienenen Abhandlung[1]). Ich habe daselbst eine ideale Atomgewichtsreihe abgeleitet, deren Differenzen im Vergleich mit der Reihe der experimentell gefundenen Atomgewichte eine periodische Funktion des Atomgewichts bzw. der Ordnungszahl sind. Diese Differenzen finden sich in Spalte 3 der Tabelle[2]). Sie sind in der folgenden Figur in Zehnteln des Gewichts als Ordinaten abgetragen, während die Abszissenachse die Ordnungszahlen enthält. Sodann wurde die Kurve von O.-Z. 1—37 an einer unterhalb der Figur zur x-Achse parallel verlaufenden Geraden gespiegelt und das Spiegelbild auf den Rest der Kurve gelegt, die x-Achsen aufeinander, bei der strichpunktierten Linie beginnend. Diese Kurve wurde gestrichelt gezeichnet und die Namen ihrer Elemente mit versehen. Es zeigt sich, daß die Kurve von O.-Z. 37 ab, was den Gang der Differenzen betrifft, das Spiegelbild der Kurve von O.-Z. 1—37 ist. Die Maxima und Minima stimmen bis auf 4 nicht nur in ihrer Lage überein, sondern auch ihre Beträge steigen miteinander an und ab, und wo aufeinanderfolgende Elemente auf einem ungebrochenen Linienzug liegen, tun sie dies auch auf dem entsprechenden Teil des darüber gelegten Kurvenzuges.

Diese Übereinstimmung legt es nahe, mittels des gegenseitigen Vergleiches beider Kurventeile sowohl die Verbesserung unsicher bestimmter Atomgewichte, als auch die Ergänzung der fehlenden vorzunehmen. Zu den Unstimmig-

1) Diese Zeitschr. **21**, 162, 1920.
2) Diese Zeitschr. **21**, 164, 1920.



keiten in den Maximis und Minimis gehört das Atomgewicht von Germanium. Es fällt in der Spiegelkurve auf ein Minimum, während der Verlauf der Vergleichskurve ein Maximum erfordert. Tatsächlich beträgt auch die Unsicherheit bei *Ge* nach der Atomgewichtstabelle für 1911 (Landolt-Börnstein, 4. Aufl.) $\pm 0{,}5$, während sie für *Er*, seinen Gegenpart, nur $\pm 0{,}2$ beträgt. Ich habe deshalb die Differenz für *Ge* um den erlaubten Betrag herabgesetzt, so daß sie noch 0,12 beträgt. Demnach wäre das Atomgewicht von

$$Ge = 71{,}86 + 0{,}12 = 71{,}98.$$ Abgerundet 72,0.

Der 1. Summand, welcher das „ideale" Atomgewicht darstellt, ist der Spalte 2 entnommen. Die Richtigkeit dieser Verbesserung dürfte außer allem Zweifel stehen, denn der Verlauf der Vergleichskurve ist derart charakteristisch, und die Differenz derart aus der Reihe fallend, daß die Änderung vorgenommen werden muß. Bei Krypton ist das Gegenelement unbekannt. Da aber alle Kurvenzüge sägenförmig verlaufen, so wird auch hier keine Ausnahme stattfinden. Ich habe deshalb die Differenz um den erlaubten Betrag, hier nur 0,1 hinaufgesetzt, so daß sie jetzt im ganzen $+ 1{,}13$ beträgt:

$$Kr = 81{,}89 + 1{,}13 = 83{,}02.$$ Abgerundet 83,0.

Auch die Linie $Nb - Mo$ folgt nicht dem Lauf der Vergleichskurve. Ich habe deshalb auch diese Differenz um den erlaubten Betrag von 0,1 herabgesetzt auf 1,1:

$$Mo = 97{,}2 - 1{,}1 = 96{,}1.$$

Der für Xenon als möglich bezeichnete Fehler von $\pm 0{,}2$ ändert zwar das Kurvenbild nicht prinzipiell, verbessert es aber immerhin etwas:

$$X = 128{,}68 + 1{,}32 = 130{,}0.$$

Falls das Atomgewicht von Argon richtig ist, muß der Kurve gemäß das von Xenon bedeutend niedriger angesetzt werden. Die Differenz für Ytterbium, welche ebenfalls dem Gang der Kurve nicht folgt, habe ich um den erlaubten Betrag von 1 geändert, also auf $- 1{,}11$:

$$Yb = 172{,}11 - 1{,}11 = 171.$$

Damit wären alle Unstimmigkeiten bis zu O.-Z. 70 berichtigt, und es ist eine Bestätigung des Gesetzes, daß die Berichtigung ausschließlich als unsicher bezeichnete Atomgewichte treffen mußte,

und daß bis auf einen Fall die Beträge, welche als möglicher Fehler angegeben waren, genügten.

Es käme nun die Ausfüllung der Lücken. Der Verlauf der Gegenkurve in der Nähe von O.-Z. 43 ist derart sichergestellt — diese Atomgewichte gehören zu den bestbestimmten —, daß ein Zweifel an der Richtigkeit der Bestimmung nicht bestehen kann. Die zu O.-Z. 43 gehörige Differenz kann deshalb aus der ergänzten Kurve abgelesen werden. Sie beträgt — 1,05. Damit wird

Nr. 43 = 99,79 − 1,05 = 98,74. Abgerundet 98,7.

Da die Ecke bei Nr. 43 nicht einspringen kann, wäre der größte mögliche Fehler ± 0,15. Ebenso sicher scheint mir die Bestimmung von Nr. 61 zu sein, für das die Ergänzung der Kurve als Differenz — 1,21 liefert:

Nr. 61 = 147,49 − 1,21 = 146,28. Abger. 146,3.

Von Lutetium bis Osmium fehlen 2 Elemente. Den Verlauf von *Yb* ab habe ich nach dem Spiegelbild angelegt, da von den in Betracht kommenden Elementen Brom, Rubidium und Strontium zu den bestbestimmten gehören, und die übrigen, nämlich Selen, Krypton, Yttrium und Zirkonium eine Unsicherheit von höchstens ± 0,2 besitzen, während die zu bestimmenden, nämlich Ytterbium, Lutetium, Tantal und Wolfram Unsicherheiten von bzw. ± 1,0 ± 0,5 ± 1,0 aufweisen. Mit den erlaubten Änderungen ergibt sich:

Lu = 174,88 + 0,14 = 175,02. Abgerund. 175,0.

Dieser Wert stimmt genau mit dem nach den neuesten Messungen für *Lu* mitgeteilten überein.

Ta = 180,42 + 0,1 = 180,52. Abgerundet 180,5.

W = 183,2 + 0,3 = 183,5.

Für Nr. 72 ergibt sich aus der Vergleichskurve

Nr. 72 = 177,64 − 0,03 = 177,61. Abger. 177,6,

oder, wenn man *Lu*—*Ta* zieht,

Nr. 72 = 177,64 + 0,03 = 177,67. Abger. 177,7.

Für Nr. 75 liefert der Zug *W*?—*Os*

Nr. 75 = 185,98 + 1,19 = 187,17. Abger. 187,2,

oder der Zug *W*—*Os*

Nr. 75 = 185,98 + 1,46 = 187,44. Abger. 187,4.

Das Mittel Nr. 75 = 187,3.

Eine weitere Bestätigung des Gesetzes liefert die Betrachtung von Nr. 61. Wäre dieses Element nicht, wie es die Röntgenspektren verlangen, an dieser Stelle eingeschoben worden, so wären von hier ab alle Maxima der Kurve auf Minima des Spiegelbildes getroffen und umgekehrt.

Woher rührt nun die entdeckte Gesetzmäßigkeit? Wie schon an der zitierten Stelle ausgeführt, muß das Verhältnis p der Zahl der Molekelschwingungen zur Zahl der in derselben Zeit stattfindenden Schwingungen der „Atome“ in der Zahl der während einer „Atom“schwingung den auf 1 „Atom“ entfallenden Teil der Oberfläche der Kugel passierenden „Atome“ ganzzahlig enthalten sein. Trifft dies nicht zu, so muß die Zahl der Atomdurchgänge und damit das Atomgewicht so weit erhöht oder erniedrigt werden, daß p ohne Rest darin enthalten ist. Der Sinn der Änderung — Erhöhung oder Erniedrigung — richtet sich jeweils danach, mit welcher kleinsten Änderung die Ganzzahligkeit des Verhältnisses zu erreichen ist. Es mögen nun 2 Zahlenreihen nebeneinander herlaufen, von denen die erste langsamer wächst, als die zweite. Die erste stellt dann die Reihe, gebildet aus der Anzahl der Atomdurchgänge durch einen Punkt der Kugelfläche während einer Periode, die zweite die Reihe der zugehörigen Werte von p dar. Es möge jedes Glied der ersten Reihe durch den zugehörigen Wert von p dividiert und je nach der Größe des Restes zur Ganzzahl des Verhältnisses auf- oder abgerundet werden. Würden beide Reihen im selben Verhältnis wachsen, so würde der Rest immer denselben Sinn behalten. Da aber die erste Reihe langsamer wächst, wechselt der Rest, allmählich durch o oder die Nähe von o hindurchgehend, sein Vorzeichen. In dem Augenblick, wo der Unterschied eines Gliedes der ersten Reihe gegenüber dem Wert, den es hätte, wenn das Wachstum der 1. Reihe proportional dem der zweiten wäre, gleich dem halben Divisor, also gleich dem halben entsprechenden Glied der zweiten Reihe, oder einem ungeradzahligen Vielfachen davon ist, wiederholt sich, proportional vergrößert, ein früherer Rest, aber mit umgekehrtem Vorzeichen. Auch bei den benachbarten Gliedern ist dies in bezug auf die dem früheren benachbarten Reste annähernd der Fall. Die Erscheinung erstreckt sich auf eine desto größere Reihe von Gliedern, je weniger das Wachstum der ersten Reihe hinter dem der zweiten zurückbleibt, da dann desto länger die Differenz der Glieder der ersten Reihe gegenüber den Werten, die sie bei einem der zweiten Reihe proportionalen Wachstum hätten, annähernd dem halben Divisor gleich bleibt. In der Mitte ist die Erscheinung am schärfsten, gegen die Ränder zu mehr verwaschen. Gerade dies ist das Bild, das die beiden aufeinander gelegten Kurven gewähren. Die Mitte ist bei der strichpunktierten Linie. Würde die Atomgewichtsreihe links vom Wasserstoff noch eine Fortsetzung haben, so müßte deren Spiegelbild auf den Kurvenzug von *H* bis *Rb* passen. Die allmähliche Verwaschung des Bildes zeigt sich am rechten Ende von Nr. 79 ab sehr charakteristisch, indem die Maxima mehr und mehr auf

die Minima fallen. Ein linkes Ende gibt es nicht, da zum Vergleich kein Spiegelbild vorhanden ist, weil sich die Atomgewichtsreihe nicht links von Wasserstoff erstreckt.

Daß Elemente derselben Gruppe im Bild und Spiegelbild durch zweimal anderthalb Horizontalreihen hindurch zusammenzustehen kommen, scheint mir ein Zufall zu sein. Die Bedeutung des Gesetzes liegt nicht in seinem Verhältnis zum periodischen System der Elemente, sondern darin, daß es den Beweis liefert, daß die Unregelmäßigkeiten in den Atomgewichten nicht Unregelmäßigkeiten gegen über der Ganzzahligkeit, sondern gegenüber der idealen Atomgewichtsreihe sind. Die Isotopentheorie, soweit sie die Unregelmäßigkeiten in den altbekannten sicher bestimmten Atomgewichten erklären will, dürfte damit als widerlegt gelten. Es läßt sich auch nicht einwenden, die Wiederkehr der selben Reste sei dadurch verursacht, daß die gegenseitige Abmessung der Isotopen in einem Element durch den Gruppencharakter verursacht sei, denn gerade ein sehr schöner Teil der Kurve, nämlich von *V* bis *Zn*, der das Zusammengehen von Oktaven bildenden Elementen mit Metallen der seltenen Erden zeigt, widerspricht dem. Man könnte höchstens behaupten, die Isotopenbildung hätte ihre Ursache in eben den Umständen, die ich zur Erklärung der mitgeteilten Erscheinung benutzt habe, etwa derart, daß eine stetige Änderung der Atomdurchgänge bis zur erforderlichen Zahl unmöglich sei, sondern daß die Molekeln eines Elementes in mehrere Gruppen geteilt seien, mit sprungweisen Übergängen, eben die Isotopen, die dann durch ihr Zusammenwirken den geforderten Effekt ergäben. Aber dann wäre nicht einzusehen, wieso die Isotopen sich sollten isolieren lassen.

Zusammenfassung.

Die vorstehenden Darlegungen lassen sich zusammenfassen zu einem

Gesetz der gespiegelten Reste.

Die Differenzen zwischen den experimentell gefundenen und den „idealen" Atomgewichten von O.-Z. 37 bis O.-Z. 74 sind die Spiegelbilder der entsprechenden Glieder der Reihe der Differenzen von O.-Z. 1 bis O.-Z. 37.

Das Gesetz wird benutzt zur Verbesserung unsicherer Atomgewichte und zur Ausfüllung der Lücken in der Atomgewichtsreihe. Auf Grund meines Atommodells wird die Ursache der Erscheinung abgeleitet.

Zeichenerklärung.

——— Gang der Differenzen (gewöhnliche Atomzeichen).

– – – – – Spiegelbild des Gangs der Differenzen von O.-Z. 1 bis O.-Z. 37. (Atomzeichen mit ′).

–·–·–·– Mutmaßlicher Gang der Differenzen in den Lücken der Atomgewichtsreihe (Ordnungszahl) sowie bei Verbesserungen (Atomzeichen mit ?).

–·–·–·– Grenze des Spiegelbildes.

Spiegelung an einer unterhalb der Figur parallel zur x-Achse verlaufenden Gerade.

Differenzen in Zehnteln.

(Eingegangen 23. März 1920.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Neue Sterne.

Von Hans Kienle.

(Fortsetzung.)

Die Seeligersche Theorie der neuen Sterne.

Bereits anläßlich der Erscheinung der Nova Aurigae trat Seeliger mit einer Theorie der neuen Sterne hervor[1]), die er in der Folge gegen verschiedene Angriffe zu verteidigen wußte, und die sich gerade wegen des großen Spielraumes, den sie im einzelnen läßt, allmählich durchgesetzt hat und heute wohl ganz allgemeiner Anerkennung sich erfreut. Interessante weitere Ausführungen zu dieser Theorie hat dann gelegentlich der Erscheinung der Nova Persei noch J. Halm gegeben[1]), ohne allerdings ein wesentlich neues Moment in die Betrachtungsweise zu bringen. In Anlehnung an die zitierten Arbeiten möge hier eine kurze Darlegung der Vorstellungen gegeben werden, die man sich nach Seeliger vom Aufleuchten der neuen Sterne zu machen hat.

Es ist eine bekannte und durch die prächtigen Daueraufnahmen mit modernen Spiegel-

1) H. Seeliger, Über den neuen Stern im Fuhrmann. Astr. Nachr **130**, 393 u. **133**, 305.

1) J. Halm, Zur Theorie der neuen Sterne, Astr. Nachr. **156**, 147; Über den Gleichgewichtszustand der Sternatmosphären (2. Abh.), Astr. Nachr. **160**, 85 (speziell über neue Sterne, S. 118—125).

teleskopen (insbesondere von Wolf in Heidelberg und von den Beobachtern des Lick-Observatoriums) hinreichend belegte Tatsache, daß der Weltenraum neben den leuchtenden Objekten eine Fülle von nichtleuchtenden, dunklen Massen enthält, die man am treffendsten als „kosmische Staubmassen" bezeichnet. Auf das Vorhandensein solcher Massen gründet sich Seeligers Theorie. — Das Eindringen eines bereits erkalteten oder nur noch mäßig leuchtenden Himmelskörpers in derartige Gebilde muß — mutatis mutandis — genau die gleichen Wirkungen erzeugen wie das Eindringen von Meteoren in die Atmosphäre der Erde: der Widerstand, den der Körper vorfindet, bedingt einen Verlust an lebendiger Kraft, die sich in Wärme umsetzt und eine wegen der Größe des Körpers im allgemeinen nur oberflächliche starke Erhitzung hervorruft. Die in Glutfluß geratene Oberfläche, die Gasausbrüche aus dem Weltkörper und die Verdampfung der auf ihn aufschlagenden Teilchen der kosmischen Wolke: das sind die Ursachen des Aufleuchtens und der verschiedenen besonderen Erscheinungen der neuen Sterne. Zwanglos erklärt sich aus dieser Theorie der typische Helligkeitsverlauf, wie wir ihn eingangs festgestellt haben: Ein plötzliches Auflodern beim Eintritt in die Wolke, ein gewisser Gleichgewichtszustand mit langsamem Abklingen der Helligkeit während des Verweilens in ihr und ein meist ziemlich steiler Abfall der Lichtkurve mit dem Zeitpunkt des Austrittes aus der Wolke. Mehrmaliges unregelmäßiges Aufleuchten, wie bei T Aurigae (Fig. 1) ist bedingt durch wechselnde Dichte der Staubwolke; periodischer Helligkeitswechsel, wie bei Nova Persei (Fig. 2), kann auf Rotation des Weltkörpers zurückgeführt werden, wobei die Rotation schon ursprünglich vorhanden gewesen oder aber auch durch die Vorgänge in der Wolke erst entstanden sein kann (siehe unten!). Für die verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten des typischen Nova-Spektrums läßt die Theorie vollkommen freie Hand, ob man nun an Radialbewegung oder an Druckwirkungen oder an anomale Dispersion denkt. Darüber werden wir im nächsten Abschnitt zu sprechen haben. Hier möge noch kurz eine Vorstellung gewonnen werden von den Vorgängen, die sich im einzelnen bei der Annäherung des Weltkörpers an die kosmische Wolke und bei dem Durchgange durch dieselbe abspielen.

Bei Annäherung des Weltkörpers an die Wolke wird sich diese infolge der Gravitationswirkung in der Richtung auf ihn zu verlängern. Wird die Konstitution der Wolke als wesentlich „staubförmig" angenommen — worunter man nach Seeliger nur zu verstehen hat, daß die relativen Abstände der einzelnen Partikelchen groß sind gegenüber ihren Dimensionen —, so werden die Bewegungsverhältnisse der Hauptsache nach bedingt durch die Anziehung des eindringenden Weltkörpers. Bei einer gewissen Annäherung wird er beginnen, die Wolke aufzulösen, und es wird sich ihm ein Strom von Materie entgegen ergießen, dessen einzelne Teilchen sich nach den Keplerschen Gesetzen bewegen. Um die Bewegungsverhältnisse zu studieren, wollen wir in Fig. 6

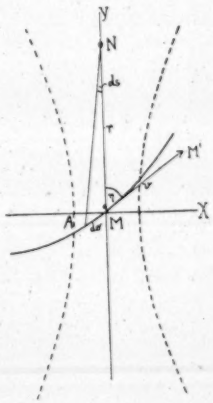


Fig. 6.

annehmen, die Nova befinde sich in N in Ruhe. Ein Teilchen M der Wolke habe die ursprüngliche Geschwindigkeit $MM' = v$ relativ zu N. Bezeichnet noch r den Abstand von N, η den Winkel $M'MN$, ferner μ die Summe der Massen von N und M, so liefert die Integration der Bewegungsgleichung

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -k\frac{\mu}{r^2}$$

zunächst:

$$v^2 = k^2\mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right)$$

wo a die große Halbachse der Bahn ist.

Ferner ergibt die Figur:

$$\sin\eta = \frac{r\,ds}{d\sigma} = \frac{r^2\frac{ds}{dt}}{r\frac{d\sigma}{dt}} = \frac{k\sqrt{\mu}\sqrt{p}}{r\cdot v}$$

wenn man mit p den Parameter des Kegelschnittes bezeichnet. Wegen $p = a(1-e^2)$, wo e die Exzentrizität ist, folgt:

$$r^2 v^2 \sin^2 \eta = k\mu a (1-e^2)$$

Wählt man der Einfachheit halber als Einheit der Länge die halbe große Achse der Erdbahn, als Einheit der Geschwindigkeit die im Kreise vom Radius 1, so gehen beide Gleichungen über in:

$$v^2 = \frac{2}{r} - \frac{1}{a}$$

$$r^2 v^2 \sin^2 \eta = a(1-e^2).$$

Bezeichnet noch

$$q = a(1-e)$$

die Periheldistanz, so liefert die Elimination von a und e die Gleichung:

$$v^2 (r^2 \sin^2 \eta - q^2) = 2q\left(1 - \frac{q}{r}\right).$$

Sind $\dot{x}$ und $\dot{y}$ die Geschwindigkeitskomponenten, also

$$\sin \eta = \frac{\dot{x}}{v}, \quad v^2 = \dot{x}^2 + \dot{y}^2,$$

so erhält man schließlich die Gleichung einer Hyperbel:

$$\frac{r(r+q)}{2q}\dot{x}^2 - \frac{qr}{2(r-q)}\dot{y}^2 - 1 = 0.$$

Das durch Rotation dieser Hyperbel um die Y-Achse entstehende Rotationshyperboloid ist der geometrische Ort für die Bildpunkte M' aller jener Teilchen, deren Periheldistanz q ist. Setzt man also $q = R$, wo R der Radius der Nova ist, so trennt die Hyperbel mit der reellen Halbachse

$$MA = \sqrt{\frac{2R}{r(r+R)}}$$

die Bildpunkte derjenigen von M ausgehenden Teilchen, welche den Körper treffen, von denjenigen, die an ihm vorbeigehen. Nun ist der Asymptotenwinkel der Hyperbel

$$\alpha = 2 \operatorname{arc\,tg} \frac{R}{\sqrt{r^2 - R^2}}$$

wegen der Kleinheit von R gegen r sehr spitz. Daraus geht hervor, daß die Wahrscheinlichkeit einer Kollision gering ist, wenn die Teilchen der Wolke einen Parallelstrom bilden, der in der x-Richtung keine sehr große Ausdehnung hat, weil der Bildpunkt M' nur dann innerhalb der Hyperbel liegt, wenn die relative Geschwindigkeit der Teilchen gegen den eindringenden Weltkörper nahe in die Verbindungslinie MN fällt. Die Wahrscheinlichkeit der Kollision wächst jedoch, wenn man — was wohl zulässig ist — den einzelnen Teilchen innerhalb der Wolke verschieden gerichtete Geschwindigkeiten zuschreibt. Die Wolke liefert dann einen breiten Meteorstrom, der zum Teil mit dem Körper kollidiert, zum Teil an ihm vorüberfliegt. Dabei bedingt die gemeinsame Geschwindigkeitskomponente — d. h. die Geschwindigkeit des Schwerpunkts der Wolke — die Bevorzugung einer gewissen Stelle des Aufschlags, so daß der Körper nicht allseitig gleich stark erhitzt wird. Daran ändert auch eine eventuelle Rotation nichts Wesentliches, da gleich beim ersten Zusammentreffen des Körpers mit der kosmischen Wolke die entstehenden Gase eine schützende Atmosphäre um den Körper bilden, wodurch die weiteren kollidierenden Teilchen eine starke Dämpfung ihrer Geschwindigkeit erfahren. Zwischen den Teilchen, die mit dem Körper zusammentreffen und denjenigen, die in größerer Entfernung in hyperbolischen Bahnen an ihm vorübergehen, finden natürlich alle möglichen Übergänge statt. Insbesondere werden in der nächsten Umgebung des Körpers infolge des Geschwindigkeitsverlustes durch Reibung in der Atmosphäre geschlossene Bahnen auftreten, die mehr oder weniger von Kreisbahnen verschieden sind, so daß der Körper von einem Wirbel glühender Materie umgeben erscheint. Im ganzen gewinnt man so von der Nova die Vorstellung eines durch die kosmische Wolke sich fortbewegenden mächtigen Wirbels und als wichtigstes Moment ist hervorzuheben, daß die mit dem Eintritt des Körpers in die Wolke sich einstellenden charakteristischen Erscheinungen erhalten bleiben, solange sich der Körper durch die Staubmassen bewegt. Vogel hat damals (a. a. O.) den Einwand machen zu müssen geglaubt, daß der gegen den Körper sich ergießende Materiestrom nur beim Eintritt einseitig gerichtet sei, daß aber, sobald der Körper sich in der Wolke befinde, „von allen Seiten Teilchen der Wolke auf ihn zustürzen". Daß dieser Einwand auf einer Verwechslung der Begriffe Beschleunigung und Geschwindigkeit beruht, hat bereits Seeliger gezeigt [1]).

Zwei Fragen sind jetzt noch wichtig zu beantworten:

1. Wie ist es möglich, daß sich die Relativgeschwindigkeit zwischen dem eindringenden Körper und der Wolke trotz des Widerstandes durch Wochen, ja Monate hindurch nicht merklich verringert?

2. Wird, wenn der Widerstand wirklich so gering ist, auch genügend Wärme erzeugt,

1) Astr. Nachr. 133, 305.

um den Körper in oberflächlichen Glühzustand zu versetzen?

Beide Fragen hat Seeliger bereits in der ersten der zitierten Arbeiten über die Nova Aurigae beantwortet, indem er die Bewegung der Nova mit der eines Meteors in unserer Atmosphäre verglich. Es werde ganz allgemein das Widerstandsgesetz angesetzt in der Form:

$$\frac{dv}{dt} = -\lambda v^n,$$

wo die Konstante λ proportional zur Dichte D der Wolke, zur Oberfläche O und zur reziproken Masse $1/m$ des Körpers ist. Für das Meteor gelte dieselbe Gleichung mit gestrichenen Buchstaben:

$$\frac{dv'}{dt'} = -\lambda' v'^n.$$

Stellt man zwischen beiden Gleichungen die Beziehungen her:

$$v' = \mu v; \quad t' = \nu t; \quad \lambda' = \nu^{-1} \mu^{-(n-1)} \lambda,$$

dann entsprechen sich die Bewegungen des Sternes und des Meteors Punkt für Punkt. Es seien noch R und R' die bezüglichen Radien, δ und δ' die Dichten von Stern und Meteor; dann hat man:

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{D \cdot O \cdot m'}{D' \cdot O' \cdot m}; \qquad \nu = \frac{\lambda}{\lambda'} \cdot \mu^{-(n-1)} \frac{t'}{t}$$

d. h.

$$t' = \left(\frac{v}{v'}\right)^{n-1} \frac{R' \delta' D}{R \delta D'} \cdot t.$$

Setzt man $R = R'$ Sonnenradien ($7 \cdot 10^5$ m) und

$$R' = R' \text{ Meter}, \quad \frac{v}{v'} = p, \quad t = 100^d$$

und für die einfachste Form des Widerstandsgesetzes $n = 2$, so erhält man:

$$t' = 0^s{,}0123 \cdot p \cdot f,$$

wo:

$$f = \frac{R' \delta' D}{R \delta D'}.$$

Da es sich nur um Abschätzungen handelt, kann man mit weitgehender Annäherung an die wirklich möglichen Verhältnisse

$$\frac{R' \delta'}{R \delta} = 1$$

setzen.

Es geht dann aus der Endgleichung deutlich hervor, daß selbst für ein ziemlich großes p (Seeliger setzt z. B. $v = 60$, $v' = 2$ in Einheiten der Geschwindigkeit der Erde in der Bahn) und für eine Dichte der Wolke, die der unserer Atmosphäre vergleichbar ist, sich die Bewegung des Sternes in 100^d relativ ebenso abspielt wie die des Meteors in wenigen Bruchteilen einer Sekunde. Innerhalb solcher Zeiträume hat man aber auch bei Meteoren keine Abnahme der Geschwindigkeit feststellen können. Überdies kann man das Dichteverhältnis wesentlich kleiner als 1 ansetzen und trotzdem noch, wie sogleich gezeigt werden soll, die gleiche Wärmemenge pro Oberflächeneinheit für Stern und Meteor erhalten, falls nur $p > 1$ ist.

Es verhalten sich nämlich die erzeugten Wärmemengen Q wie die Verluste an lebendiger Kraft P der Teilchen, also pro Flächen- und Zeiteinheit:

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{P}{P'} \cdot \frac{O'}{O} \cdot \frac{t'}{t} = \frac{m \cdot v^2}{m' v'^2} \cdot \frac{R'^2}{R^2} \cdot \left(\frac{v}{v'}\right)^{n-1} \frac{R' \delta' D}{R \delta D'}$$

$$Q = p^{n+1} \cdot \frac{D}{D'} \cdot Q'.$$

Das Dichteverhältnis kann also mit der 3. Potenz von p abnehmen für den Fall $n = 2$.

Eine andere Vorstellung von der beim Aufschlag der Teilchen erzeugten Wärmemenge gewinnt man auf folgendem Wege:

Ist der mit der Wolke kollidierende Körper etwa von der Größe unserer Sonne, setzen wir also seinen Radius in runder Zahl zu $R = \frac{1}{200}$ (in astronomischen Einheiten), seine Masse zu $m = 1$ an, so folgt für die Teilchen, die in parabolischer Bahn auf den Körper zustürzen, die Aufschlagsgeschwindigkeit aus der Formel

$$v^2 = \frac{2 k^2 m}{r}$$

für $r = R$ zu $v = 590$ km/sec. Dadurch wird eine Wärmemenge

$$Q = \frac{1}{J} \frac{\mu}{2} v^2$$

erzeugt, wenn J das mechanische Wärmeäquivalent, μ die Masse des Teilchens ist. Bezeichnen wir wieder die Dichte der kosmischen Wolke mit D, dann trifft in der Sekunde auf 1 qcm der Oberfläche des Körpers die Masse von $59 \cdot 10^6 D$ (g), wodurch pro Flächeneinheit die Wärmemenge

$$Q = 24{,}2 \cdot 10^{15} D \text{ (g kal.)}$$

entwickelt wird. Wenn man für die kosmische Wolke die Dichte der Atmosphäre an der Erdoberfläche ansetzt, so wird $Q = 3{,}1 \cdot 10^{12}$ g-kal, also ein ganz erheblicher Betrag.

Unter Voraussetzung einer Solarkonstanten von 2,3 g kal./Minute findet man, daß die Sonne pro Einheit ihrer Oberfläche in 1 sec die Wärmemenge

$$Q' = 1{,}8 \cdot 10^3 \text{ (g kal.)}$$

ausstrahlt. Es entsteht also selbst für eine Dichte der kosmischen Wolke, die nur das

10^{-6}fache der Luft an der Erdoberfläche beträgt, bei der Kollision der Teilchen der Wolke mit dem Körper pro Flächeneinheit noch das 1700fache derjenigen Wärmemenge, die von der Sonne ausgestrahlt wird. Daraus dürfte mit aller Deutlichkeit hervorgehen, daß das Zusammentreffen eines Weltkörpers selbst mit sehr dünn verteilter Materie sehr wohl geeignet ist, eine Erklärung für das Aufleuchten neuer Sterne abzugeben. Denn die dabei entwickelten Wärmemengen sind hinreichend groß, um eine starke oberflächliche Erhitzung bis zu heller Glut — nur um eine solche kann es sich ja der ganzen Natur der Erscheinung nach handeln — hervorzubringen.

Die Theorien des typischen Novaspektrums.

Als man die ersten eingehenden spektralanalytischen Untersuchungen über die neuen Sterne anstellte, stand die Astrophysik noch ganz im Zeichen des Dopplerschen Prinzips. Man glaubte, alle Linienverschiebungen im Spektrum mit seiner Hilfe erklären zu müssen und fand auf diese Weise bei den neuen Sternen jene enorm hohen Radialgeschwindigkeiten, auf die schon an früherer Stelle hingewiesen wurde. Gerade die allen sonstigen Erfahrungen widersprechenden großen Geschwindigkeiten, deren Entstehung man auf verschiedenen Wegen zu erklären versuchte, wir werden davon noch zu sprechen haben — erregten indessen Zweifel an der unbeschränkten Anwendbarkeit dieses Prinzips und forderten andere Erklärungsversuche heraus. Die durch die Versuche von Humphreys und Mohler zuerst exakt festgestellte Linienverschiebung durch Druckwirkungen stellte ein solches neues Prinzip dar, das in der Folge besonders von Wilsing zur Erklärung des typischen Novaspektrums herangezogen wurde. Außer der Linienverschiebung erheischt aber auch noch die Linienverbreiterung und das Auftreten der Absorptionsbande eine Erklärung. Als weitere physikalische Prinzipien bieten sich zu diesem Zwecke dar der Kirchhoffsche Satz über das Verhältnis von Absorption und Emission, sowie die Erscheinungen der anomalen Dispersion. Wie diese Prinzipien im einzelnen zur Verwendung gelangen, wird aus den folgenden Auseinandersetzungen hervorgehen. Der Kirchhoffsche Satz kommt dabei für alle Theorien in Frage.

1. Dopplersches Prinzip.

Will man die Linienverschiebungen auf Bewegungen in der Gesichtslinie zurückführen, dann ist das Spektrum der neuen Sterne als Überlagerung mindestens zweier Spektra aufzufassen, nämlich eines Emissionsspektrums und eines Absorptionsspektrums. Man könnte dann an den Zusammenstoß zweier Körper denken, von denen der eine das erste, der andere das zweite Spektrum liefert. In der Tat waren dies auch die ersten Erklärungsversuche des Novaspektrums. Als sich aber bei der Nova Aurigae mehrere Intensitätsmaxima nachweisen ließen, sah sich Vogel schon genötigt, von mehreren Körpern zu sprechen, deren Spektra sich übereinanderlagern sollten. Und als man dann in der Folge mehr und mehr zur Erkenntnis des typischen Novaspektrums gelangte, dessen wesentliches Charakteristikum es ist, daß die Absorptionsbande stets nach der brechbareren Seite verschoben sind, schien es doch höchst unwahrscheinlich, daß immer der Körper, der das Emissionsspektrum liefert, sich von uns weg, der andere sich auf uns zu bewegen sollte. J. Halm (a. a. O.) hat versucht, die typische Gestalt des Novaspektrums aus der Seeligerschen Hypothese abzuleiten und es dürfte ihm wohl gelungen sein, eine ganz plausible Erklärung zu finden. Nach Halm spielen sich die Vorgänge beim Aufleuchten der Nova, soweit sie das Spektrum betreffen, wie folgt ab:

Beim Auftreffen der ersten Teilchen der Wolke gerät der Körper in oberflächliche Gluthitze und liefert zunächst ein kontinuierliches Spektrum. Bald aber bildet sich eine Gashülle um den Stern, die sich in radialer Richtung mit großer Geschwindigkeit ausdehnt. Im Spektrum treten daher die Absorptionslinien der in der Gashülle enthaltenen Stoffe auf, und zwar stark nach der brechbareren Seite verschoben. Wenn die Hülle infolge der Ausdehnung groß genug geworden ist, erscheinen auch die Emissionslinien der in ihr enthaltenen Stoffe. In diesem Stadium der vollsten Entwicklung ergibt sich das Aussehen des Spektrums aus Fig. 7. Es stelle AA den Kern des Sternes dar, BB die in radialer Ausdehnung begriffene Gashülle, $a\,b$ die Richtung nach der Sonne. Die in dem Zylinder $a\,a$, $b\,b$ enthaltenen Teile liefern das Absorptionsspektrum, die außerhalb das Emissionsspektrum. Die Absorptionslinien erscheinen verbreitert wegen der Divergenz der radialen Geschwindigkeiten innerhalb des Raumes $a\,a$, $c\,c$ und sie sind zugleich nach Violett verschoben nach Maßgabe der Geschwindigkeit der radialen Ausdehnung. Die hellen Linien erscheinen verbreitert aus demselben Grunde, aber ihre Mitte ist — solange wir von der Rotation absehen — nicht verschoben, da sich die radialen Komponenten gegenseitig aufheben. Da die

Radialgeschwindigkeiten außerhalb *aa*, *bb* kleiner sind als innerhalb, so erkennt man auch, daß die Emissionslinien teilweise noch die Absorptionslinien nicht ganz aufzuhellen vermögen, daß diese vielmehr teilweise noch jenseits jener zu liegen kommen. Es kommt nun noch die Wirkung der auf den Körper unter Bevorzugung gewisser Richtungen zuströmenden Wolkenteilchen hinzu, die, wie wir sahen, einen Wirbel um den Stern erzeugen. Durch diese rotierende Atmosphäre wird einerseits der Aufschlag der Teilchen gemindert und der früher erwähnte Gleichgewichtszustand mit bereits beginnender Abkühlung hervorgerufen, andererseits ergibt sich daraus dann auch eine Verschiebung der hellen Linien, und zwar derart, daß wir zwei Intensitätsmaxima zu beiden Seiten der normalen Stellung erhalten. Die aus der Größe der beobachteten Verschiebungen zu folgernde enorme Rotationsgeschwindigkeit hat durchaus nichts so sehr Unwahrscheinliches für sich, wenn man bedenkt, daß in dem oben benutzten Beispiel die in einer Kreisbahn in der Nähe der Oberfläche des Sternes sich bewegenden Teilchen eine Geschwindigkeit von 415 km/sec besitzen, welche Zahl sich durch Annahme größerer Dichte — entsprechend dem fortgeschritteneren Entwicklungszustande des Sternes gegenüber der Sonne — noch beträchtlich erhöhen kann.

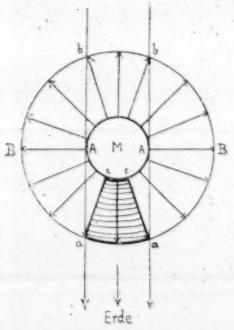


Fig. 7.

Die fortschreitende Abkühlung bedingt eine Abschwächung des kontinuierlichen Spektrums, gleichzeitig aber auch eine Verminderung der radialen Ausdehnung. Infolgedessen rücken die Absorptionsbanden mehr und mehr in den Bereich der Emissionslinien und werden von diesen, die an Intensität zunehmen, überdeckt; ganz wie man das in Wirklichkeit beobachtet hat. Ist der Abkühlungsprozeß des Sternes genügend weit fortgeschritten, dann kann es sehr wohl sein, daß nur mehr das Spektrum der ihn umgebenden Gashülle übrigbleibt, d. h. das Novaspektrum ist in das eines Gasnebels übergegangen mit einigen wenigen diskreten Linien.

2. Linienverschiebung durch Druck.

Humphreys und Mohler haben durch Beobachtung der Spektren von im elektrischen Lichtbogen zum Glühen gebrachten Metalldämpfen gezeigt, daß die Linien der Spektren unter dem Einfluß des Gasdrucks eine Verschiebung nach Rot zeigen, die innerhalb der verwendeten Druckdifferenzen (bis 13 Atmosphären) dem Druck proportional zu setzen ist. Aber die Größe dieser Verschiebungen beträgt nur etwa 0,005 bis 0,006 $\mu\mu$, während es sich bei den Spektren der neuen Sterne um Abstände zwischen den hellen und dunklen Linien bis zu 2 $\mu\mu$ und mehr handelt. Man müßte also, wenn die Proportionalität auch weiter gilt, auf Gasdrucke von mehreren tausend Atmosphären in der Umgebung der Novae schließen. Wilsing[1]) hat derartige Drucke dadurch zu erreichen versucht, daß er den elektrischen Funken zwischen Metallelektroden unter Flüssigkeiten überspringen ließ. Es gelang ihm dadurch in der Tat, Spektren zu erzeugen, die denjenigen der neuen Sterne sehr ähnlich waren, sowohl was die Verbreiterung und Verdoppelung der Linien als auch deren Verschiebung anlangt. Allerdings versagten die Versuche an einem wichtigen Punkt insofern, als sie sich nur auf die Linien der Metalle beziehen, während die Wasserstofflinien, die ja im Spektrum der neuen Sterne so sehr dominieren, unter den genannten Versuchsbedingungen nicht zum Aufleuchten gebracht werden konnten. Man blieb also hier auf Analogieschlüsse von dem Verhalten bei niedrigen Drucken angewiesen, bei welchen in der Tat auch die Wasserstofflinien Verschiebungen zeigen. Die verschiedenen Intensitätsmaxima sind nach Wilsing auf das Vorhandensein von Gasschichten mit verschiedenem Druck zurückzuführen, die Linienverdoppelung darauf, daß das Absorptionsspektrum des Kernes teilweise aufgehellt wird durch das Hellinienspektrum jener Gasmassen, welche seitlich über den Kern herausragen — analog wie das ausführlich an Hand der Fig. 7 gezeigt wurde. Es hat indessen nicht an Stim-

1) Wilsing, Über die Deutung des typischen Spektrums der neuen Sterne. Sitzungsber. Berl. Akad. Nr. 24, 1899.

men gefehlt, die die Beweiskraft der Wilsingschen Versuche leugneten und die bestritten, daß die dabei beobachteten Linienverschiebungen ein Analogon zu den unter niedrigen Drucken angestellten Versuchen von Humphreys und Mohler seien. Hale, Lockyer, Konen, Ebert[1]) haben die Versuche von Wilsing wiederholt und variiert und kommen zu dem Schlusse, daß Drucksteigerungen allein nicht zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen ausreichen.

3. Anomale Dispersion.

In der bereits zitierten Arbeit führt H. Ebert ein neues Prinzip heran zur Erklärung der Eigentümlichkeiten des Novaspektrums. Er geht aus von der bekannten Tatsache, daß der Brechungsexponent selektiv absorbierender Medien in der Nähe von Absorptionslinien Abweichungen zeigt gegenüber der normalen Abhängigkeit von der Wellenlänge. Bezeichnet λ_0 die Wellenlänge der Absorptionslinie, so ist für $\lambda > \lambda_0$ $n > n_0$ und für $\lambda < \lambda_0$ $n < n_0$. Da für Metalldämpfe n_0 nahezu $= 1$ ist, so ergibt sich, daß die Metalldämpfe sogar noch dem Vakuum gegenüber als optisch dünneres Medium erscheinen, und zwar umso dünner, je spezifisch dichter der Dampf wird. Für die neuen Sterne ergeben sich aus diesem Prinzip an Hand der Fig. 8 die nachstehenden Folgerungen.

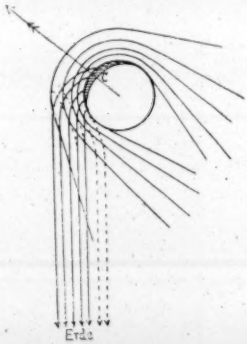


Fig. 8.

Der Stern bewege sich in der Pfeilrichtung; die größte Erhitzung finde bei C statt — etwa durch den Eintritt in die kosmische Wolke nach Seeliger —. Dann werden sich die ausbrechenden Gasmassen in der gezeichneten Form um den Stern lagern. Beobachtet man die Vorgänge von der Erde aus, so werden zweierlei Arten von Lichtwegen in Betracht kommen: die Strahlen $\lambda > \lambda_0$ kommen aus der Tiefe und bringen Licht von der ganzen leuchtenden Kalotte, die Strahlen $\lambda < \lambda_0$ dagegen vermögen nur von einem verhältnismäßig kleineren Teil von C Licht ins Auge des Beobachters zu senden. Die Helligkeitsverteilung im Spektrum ist also in der Nähe der Absorptionslinien etwa die in Fig. 9 wiedergegebene. Es legt sich auf der violetten Seite ein dunkler Schatten über das kontinuierliche Spektrum und täuscht eine Verbreiterung der Absorptionslinie und gleichzeitig eine Verschiebung ihrer Mitte nach Violett vor, während auf der weniger brechbaren Seite dem hellen Hintergrund noch ein helles Band aufgesetzt erscheint, dessen Helligkeit nach dem Rot zu sich langsam verliert, während sie gegen die Absorptionslinie ziemlich steil abfällt, ganz wie dies die Spektralbeobachtungen tatsächlich erfordern. Die ganze Erscheinung wird natürlich sehr variieren je nach der Bewegungsrichtung des Weltkörpers relativ zum Beobachter und man kann so eine Erklärung für die bei den einzelnen Novae auftretenden Verschiedenheiten finden.

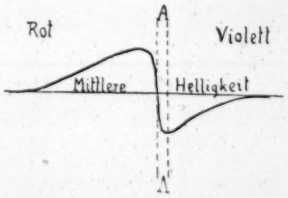


Fig. 9.

Welche von den vorgetragenen Theorien die richtige ist und die Erscheinungen am besten zu erklären vermag, darüber können wir wohl heute noch nicht entscheiden. Sie alle beruhen auf Prinzipien, die durch eine Reihe von Versuchen gestützt sind, deren Anwendbarkeit auf die neuen Sterne aber stets die eine Schwierigkeit begegnet, daß sie gewissermaßen Extrapolationen darstellen auf Verhältnisse, die unserer direkten Beobachtung im Laboratorium nicht zugänglich sind. So können wir eben nur so viel sagen, daß diese einzelnen Erklärungen möglich sind, daß sie wahrscheinlich alle zusammenwirken und in ihrer

[1]) Siehe hierüber: H. Ebert, Über die Spektren der neuen Sterne. Astr. Nachr. **164**, 65.

Gemeinsamkeit — vielleicht noch mit neuen, uns unbekannten Prinzipien — die Fülle von Erscheinungen hervorbringen, die uns gerade die neueren spektroskopischen Untersuchungen geoffenbart haben.

Die Theorien der Nebel um Nova Persei 2 (1901).

Die verschiedenen Versuche zur Erklärung der in der Umgebung der Nova Persei beobachteten Nebelerscheinungen gliedern sich in zwei scharf getrennte Gruppen: die einen wollen in den Nebeln leuchtende Materieteilchen sehen, welche von der Nova bei der Katastrophe mit der beobachteten großen Geschwindigkeit — die der des Lichtes vergleichbar ist — ausgeschleudert wurden; die anderen dagegen nehmen an, daß die Nebel an ihrem Orte bereits vorhanden waren und uns durch eine von

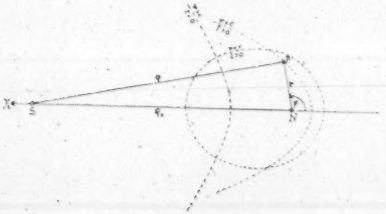


Fig. 10.

der Nova ausgehende Strahlung — sei sie nun elektrischer oder optischer Natur — sichtbar gemacht wurden. Bevor wir auf die Einzelheiten der Theorien eingehen, wollen wir die Entwicklungen geben, soweit sie Allgemeingültigkeit besitzen, welche Vorstellung man sich auch im besonderen von der Entstehung der Nebel macht. Die Grundlagen hierfür hat Seeliger in zwei Aufsätzen gegeben[1]), die leider nur in der englischen Übersetzung vorliegen und durch Druckfehler teilweise entstellt sind.

Wir gehen von folgenden Annahmen aus: Im Moment der Katastrophe, welche Ursache der Erscheinung der Nova ist, geht von dem Sterne einerseits eine Lichtwelle aus, die sich mit der Geschwindigkeit c ausbreitet und uns auf direktem Wege Kunde von dem Ereignis bringt; gleichzeitig wird noch ein zweiter Vorgang ausgelöst, der sich radial und gleichförmig mit der Geschwindigkeit v ausbreitet und in der Umgebung der Nova Materie aufleuchten läßt — sei es, indem er leuchtende Partikeln dahin schafft, sei es, indem er vorhandene Materie durch irgendwelche Strahlung zur Lichtaussendung anregt. Sei in Fig. 10 die Nova N der Ursprung eines rechtwinkligen Koordinatensystems, dessen X-Achse die Richtung zur Sonne S sei. In P befinde sich ein leuchtendes Partikelchen. Zählt man die Zeit t vom Eintreffen der direkten Lichtwelle in S, so ist die Zeit, welche verstreicht, bis wir auf dem Wege über P Kenntnis von dem gleichen Ereignis erhalten, gegeben durch

$$t = \frac{r}{v} + \frac{1}{c}(\varrho - \varrho_0) \qquad (1)$$

(Schluß folgt.)

1) H. Seeliger, The nebulae in the vicinity of Nova Persei. Astrophys. Journal **16**, 4, 1902 und **20**, 2, 1904.

Tagesereignisse.

Vom 19.—25. September 1920 wird in Bad Nauheim die 86. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte stattfinden. Anfragen und Wünsche, Wohnungen betreffend, sind zu richten an Herrn W. Schaller, Palast-Hotel; Vorträge und Demonstrationen sind möglichst bis zum 15. Juli bei den Geschäftsführern Geh. Med.-Rat Prof. Dr. Groedel oder Realschuldirektor Dr. C. Zimmer oder bei dem Schriftführer Prof. Dr. Weber anzumelden.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: John B. Ferguson vom Geophysical Laboratory der Carnegie Institution in Washington zum Professor der Chemie an der Universität Toronto, der Dozent an der Universität Upsala Dr. Sven Ludvig Alexander Odén zum Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Stockholm.

Neuer Lehrauftrag: Der Direktor des Chemischen Instituts an der Forstakademie Hann.-Münden und frühere Professor an der Universität Straßburg Dr. Edgar Wedekind mit Vorlesungen und Übungen über die Chemie und Technologie der seltenen Elemente sowie die Stereochemie an der Universität Göttingen.

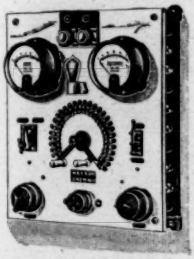
Verliehen: Den a. o. Professoren der Chemie an der Universität Wien Dr. Adolf Franke und Dr. Jakob Pollak Titel und Charakter als ord. Professor.

Gestorben: Der ord. Honorarprofessor für Physik an der Universität Hamburg und ehemaliger Direktor des Physikalischen Staatslaboratoriums daselbst Dr. August Voller.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. Peter Debye in Zürich. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.



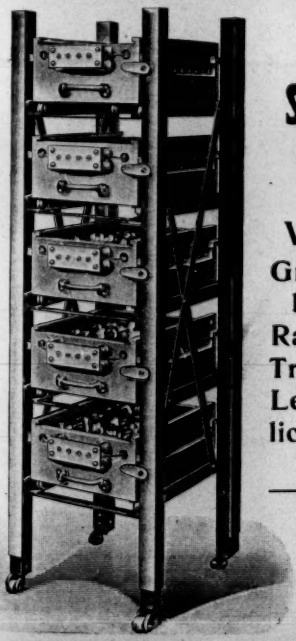
50471. Experimentier-Schalttafel Type A_1, 110 Volt, 30 Amp.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.



Hochspannungs-Batterien

Vorzüge:
Größte Leistung bei kleinstem Raum ❖ Beliebige Trennbarkeit ❖ Leichte Beweglichkeit ❖ Niedriger Preis

Physikalische Werkstätten
Aktiengesellschaft
Göttingen 1

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Soeben erschien in neuer vermehrter Auflage:

Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation

von

P. Lenard
Heidelberg

Preis: 5 Mark

Der Verfasser behandelt die genannten Gegenstände vom Standpunkt des Naturforschers, der mehr von der Erfahrung aus der materiellen Welt als von philosophischen Bedürfnissen sich geleitet fühlt. Er gründet sein Weltbild nicht auf bloße mathematische Gleichungen, sondern auf Mechanismen. In dieser von der gewöhnlichen Art abweichenden Behandlung der Materie liegt der hohe Wert der Schrift.

Inhaltsverzeichnis:

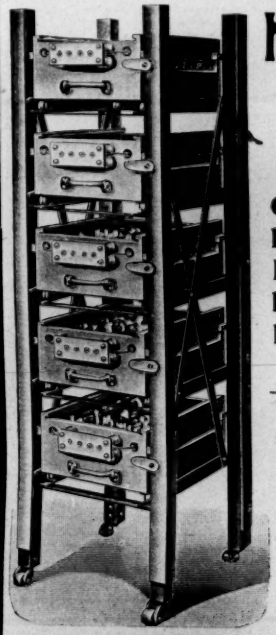
(Z. B. = Zusammenfassende Bearbeitungen.)

	Seite
Dimensionssystem: Ein einheitliches — mit ungebrochenen Exponenten, v. R. Ettenreich	404
Ettenreich, R., Ein einheitliches Dimensionssystem mit ungebrochenen Exponenten	404
Exponenten: Ein einheitliches Dimensionssystem mit ungebrochenen —, v. R. Ettenreich	404
Farbenlehre: Beiträge zur Farbenlehre. I., v. F. Kohlrausch	396
Fraenkel, A., Einleitung in die Mengenlehre. (B.)	416
Kienle, H., Neue Sterne. (Z. B.) Schluß.	410
Kohlrausch, F., Beiträge zur Farbenlehre. I.	396
Mainka, C., Bestimmung von Ort und Zeit des Ursprungs seismischer Oberflächenwellen	406
Mengenlehre: Einleitung in die —, v. A. Fraenkel. (B.)	416
Oberflächenwellen: Bestimmung von Ort und Zeit des Ursprungs seismischer —, v. C. Mainka	406
Quantentheorie: Zur — des Viellinienspektrums des Wasserstoffs, v. M. Wolfke	407
Sterne: Neue —, v. H. Kienle. (Z. B.) Schluß.	410
α-Strahler: Über Gesetzmäßigkeiten der —, v. H. Th. Wolff	393
Viellinienspektrum: Zur Quantentheorie des — des Wasserstoffs, v. M. Wolfke	407
Wasserstoff: Zur Quantentheorie des Viellinienspektrums des —, v. M. Wolfke	407
Wolff, H. Th., Über Gesetzmäßigkeiten der α-Strahler	393
Wolfke, M., Zur Quantentheorie des Viellinienspektrums des Wasserstoffs	407

Verlag von S. HIRZEL in Leipzig.

Prinzipien der Atomdynamik von **Dr. J. Stark**
In drei Teilen.

I. Die elektrischen Quanten. Preis geheftet M. 6.40, gebunden M. 11.—
II. Die elementare Strahlung. Preis geheftet M. 15.60, gebunden M. 21.—
III. Die Elektrizität im chemischen Atom. Preis geheftet M. 16.—, gebunden M. 22.—
ausschließlich Teuerungszuschlag.



Hochspannungs-Batterien

Vorzüge:
Größte Leistung bei kleinstem Raum ❖ Beliebige Trennbarkeit ❖ Leichte Beweglichkeit ❖ Niedriger Preis

Physikalische Werkstätten
Aktiengesellschaft
Göttingen 1

Zu beiden Leipziger Messen: Handelshof (Laden 17) Reichsstr.), außerdem zur technischen Messe: Jägerhof III/499.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

Soeben erschien in neuer vermehrter Auflage:

Über Relativitätsprinzip, Äther, Gravitation

von

P. Lenard
Heidelberg

Preis: 5 Mark

Der Verfasser behandelt die genannten Gegenstände vom Standpunkt des Naturforschers, der mehr von der Erfahrung aus der materiellen Welt als von philosophischen Bedürfnissen sich geleitet fühlt. Er gründet sein Weltbild nicht auf bloße mathematische Gleichungen, sondern auf Mechanismen. In dieser von der gewöhnlichen Art abweichenden Behandlung der Materie liegt der hohe Wert der Schrift.